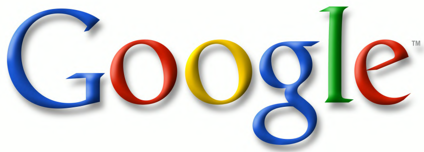
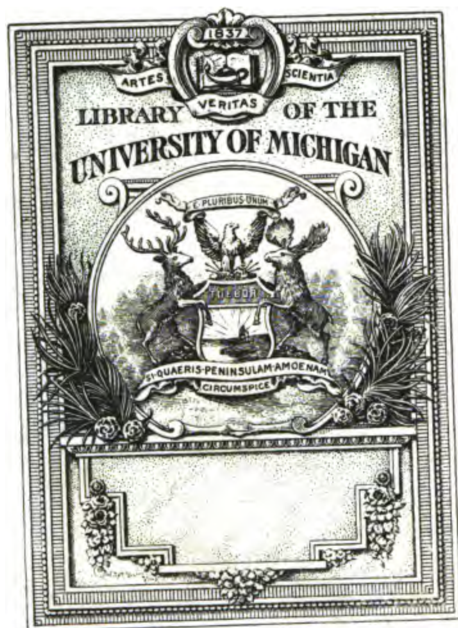

Google


1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE

Anleitung

zum Gebrauch des

Polarisationsmikroskops.

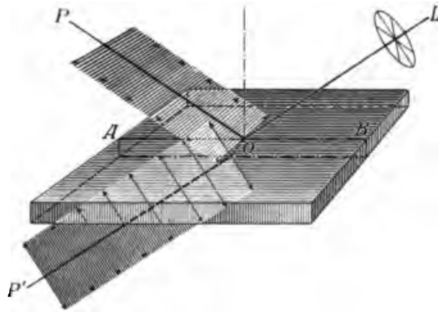
Anleitung

zum Gebrauch des

Polarisationsmikroskops

von

Dr Ernst Weinschenk,
a. o. Professor der Petrographie an der Universität München.



Mit 135 Textfiguren.

Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage.

Freiburg im Breisgau.
Herdersche Verlagshandlung.
1906.
Zweigniederlassungen in Wien, Straßburg, München und St Louis, Mo.

Buchdruckerei der Herderschen Verlagshandlung in Freiburg.

Vorwort zur ersten Auflage.

Trotzdem die optischen Methoden der Mikroskopie in den letzten Jahrzehnten eine so überraschende Entwicklung aufweisen, fehlte bis vor kurzem jede moderne, in engem Rahmen gefaßte Darstellung derselben, welche es auch dem Nichtspezialisten ermöglicht hätte, die Errungenschaften dieses Teiles der mikroskopischen Technik in weiterem Maße zu verwerten. Die zahlreichen Werke über allgemeine Mikroskopie pflegen über die Anwendung des Polarisationsmikroskops mit wenigen Worten hinwegzugehen, und die zusammenfassenden Schriften, welche allein bis in die neueste Zeit über spezielle Untersuchungen mit dem Polarisationsmikroskop vorhanden waren, stellen zum Teil zu hohe Anforderungen an die Vorkenntnisse des Lesers, zum Teil bilden dieselben Bestandteile recht umfangreicher und daher auch sehr teurer Spezialwerke, deren Anschaffung nicht jedem möglich ist.

Wenn nun auch in letzter Zeit einige kurzgefaßte Lehrbücher erschienen sind, welche die hauptsächlichsten Methoden in der Anwendung des Polarisationsmikroskops in leichtverständlicher Weise vorführen, so schien dem Verfasser doch ein kurzer Abriß wünschenswert zu sein, der in gedrängter Form ebensowohl dem Anfänger als Anleitung zum Arbeiten mit dem Polarisationsmikroskop dienen als dem Erfahrenen in zweifelhaften Fällen einen zuverlässigen Ratgeber darstellen soll. Möge das vorliegende Büchlein diesem Ziele nur einigermaßen nahe kommen!

Zu besonderem Danke ist der Verfasser einer Reihe von Fachgenossen verpflichtet, welche ihm durch wertvolle Ratschläge

sowie durch Zeichnung von Figuren bei der Ausarbeitung behilflich waren, sowie den Firmen A. Nachet, W. und H. Seibert, Voigt und Hochgesang und C. Zeiß, die ihm die Klischees zu den Abbildungen ihrer Apparate freundlichst überließen.

München, April 1901.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Die neue Auflage weist gegenüber der ersten mannigfache Veränderungen auf, einesteils in Beziehung auf die Ausstattung, welche verbessert wurde, andernteils aber besonders in Beziehung auf den Inhalt, in welchem die Erfahrungen im Lehramt während der letzten vier Jahre sowie neuere Erscheinungen in der Literatur zahlreiche Änderungen bedingten. Besonders die schärfere Abtrennung der einzelnen Kapitel dürfte für das kleine Buch von Nutzen sein. Auch zu der Neuauflage wurden dem Verfasser wieder eine Reihe neuer Klischees zur Verfügung gestellt, außer von den früher genannten auch von der Firma R. Fueß in Steglitz, wofür der beste Dank ausgesprochen wird.

München, Dezember 1905.

Prof. Dr E. **Weinschenk.**

Inhalt.

Anhang.

Einleitung.

Die Erforschung der anorganischen Gebilde kann sich nicht im gleichen Maße wie diejenige der organischen Natur gründen auf eine geradezu unerschöpfliche Fülle von Formen, deren Plastik oft so sehr ins feinste Detail geht, daß selbst die stärksten und auflösungsfähigsten Objektive unserer modernen Mikroskope noch ungelöste Rätsel übrig lassen. Die Reihe der Formen der anorganischen Körper ist demgegenüber eine recht beschränkte, und nur selten kommen wir in die Lage, bei der Untersuchung derselben zu besonders starker Vergrößerung zu greifen, da nur unter ganz ungünstigen Verhältnissen sich so winzige Bildungen einstellen, daß man mit einpaarhundertmaliger Vergrößerung dieselben noch nicht deutlich genug beobachten kann.

Bei der unendlichen Fülle chemischer Verbindungen, welche wir bis heute kennen, und deren Reihe noch täglich durch neue Entdeckungen in schneller Folge vermehrt wird, ist daher die Art mikroskopischer Forschung, wie sie die Untersuchungen auf dem Gebiete der organischen Natur verfolgen, nur wenig erfolgversprechend, und wenn das Mikroskop, wie es das für den Zoologen, Botaniker und Mediziner heute noch fast ausnahmslos ist, nur ein Apparat wäre, um starke Vergrößerungen zu erzielen, so hätte wohl weder der Chemiker noch auch der Mineraloge irgend welchen Grund, sich mit mikroskopischen Studien zu beschäftigen.

Statt dessen ist aber das moderne Mikroskop ein guter Freund und treuer Ratgeber auch bei den Untersuchungen auf anorganischem Gebiete geworden, es ist eine Art von optischem Universalapparat, welcher uns nicht nur die äußere Form, sondern in ebensolchem Maße auch die innere Struktur der zu untersuchenden Substanzen enthüllt, und der auf verhältnismäßig raschem und meist ziemlich mühelosem Wege Resultate liefert, welche

sonst nur mit Aufwand von viel Zeit und Arbeit erreicht werden können. Die Umgestaltung des Mikroskops in ein Polarisationsinstrument und die zahlreichen Verbesserungen, welche an demselben in den letzten 30 Jahren angebracht wurden, haben seine Einführung in das Laboratorium des Mineralogen und Chemikers ermöglicht, allerdings, wie es scheinen will, noch nicht in dem Maße, wie es seiner Vielseitigkeit halber verdienen würde. Zumal in der Chemie, der synthetischen wie der analytischen, ist das großartige Hilfsmittel, welches mit dem Mikroskop an die Hand gegeben ist, noch viel zu wenig gewürdigt, und doch ist in zahlreichen Fällen auf keinem andern Wege die Möglichkeit geboten, so rasch und klar die charakteristische Erscheinungsform zu ermitteln, deren sichere Erkenntnis langwieriges Tasten und Probieren unnötig macht.

Vor allem sind die mikroskopischen Methoden der Untersuchung der Gesteine, der Petrographie, dienstbar gemacht worden, und nur der mikroskopischen Untersuchung dankt diese die enormen Fortschritte, welche sie im letzten Drittel des 19. Jahrhunderts zu verzeichnen hatte. Erst in den allerletzten Jahren wurden dieselben Methoden, welche für den Petrographen so reiche Früchte gezeitigt, in ihrer ganzen Ausdehnung auch auf die chemische Forschung übertragen, wo sie sich allerdings nur mit Mühe Eingang verschaffen können. Aber die wenigen chemisch-mikroskopischen Untersuchungen, welche von durchaus modernem Standpunkt ausgehend sich alle Hilfsmittel der mikroskopischen Technik dienstbar zu machen verstanden, haben Resultate ergeben, welche in hohem Maße verheißungsvoll sind.

Wer Gelegenheit gehabt hat, die Methoden der mikroskopischen Analyse eingehender zu studieren, wird zugeben müssen, daß in denselben bei einiger Übung ein ganz eminent brauchbares Hilfsmittel gegeben ist, um ungewöhnlich schnell, leicht und sicher, selbst bei geringen Mengen, die Zusammensetzung einer Substanz zu erkennen. Und doch sind die optischen Methoden erst zu einem recht kleinen Teil auf dieses fruchtbringende Gebiet angewandt worden. Noch weniger hat sich die synthetische Chemie die mikroskopischen Methoden nutzbar gemacht, so groß auch der Nutzen speziell für den Organiker wäre, der sich in der enormen Mannigfaltigkeit der Verbindungen kaum mehr zurechtfindet. Wie viel unnützer Zeitverlust wäre ihm erspart, wenn er ein Mittel an der Hand hätte, das ein Identifizieren der erhaltenen Verbindungen

rasch und sicher gestattete! Wenn man weiß, wie schnell man bei einiger Übung im stande ist, an einem kristallinischen Niederschlag alle optischen Eigenschaften im Detail zu ermitteln, und dann die in der chemischen Literatur üblichen Angaben verfolgt, welche meist nur die einfachsten morphologischen Eigenschaften berücksichtigen, die noch dazu gerade sehr häufig das am wenigsten konstante Kennzeichen einer Substanz darstellen, dann wird man es wohl berechtigt finden, wenn dem Chemiker eine eingehende Übung der mikroskopischen Technik auf das dringendste empfohlen wird.

Die Untersuchungsmethoden, welche der Chemiker anzuwenden hat, sind aus der Petrographie übernommen, trotzdem das Material, welches in Frage kommt, in beiden Disziplinen so durchaus verschieden ist. Der Petrograph ist insofern in einer viel ungünstigeren Lage, als er bei seinen Untersuchungen an Dünnschliffen fast stets auf ganz beliebig orientierte Durchschnitte angewiesen ist, während in den Kristallpulvern, welche dem Chemiker vorliegen, die einzelnen Kristalle auf dem Objektträger infolge ihrer Ausbildung zumeist eine charakteristische Lage einnehmen. Dadurch wird besonders die wichtige Bestimmung des Kristallsystems sehr erleichtert, eine Frage, die von dem Petrographen in vielen Fällen nur wenig sicher gelöst werden kann. Andernfalls stehen dem Petrographen meist zahlreiche, verschieden orientierte Durchschnitte eines und desselben Minerals zu Gebote, so daß er im stande ist, die Eigenschaften desselben in den verschiedensten Richtungen festzustellen. Die einzelnen Kristalle aber, die der Chemiker zu untersuchen hat, zeigen infolge ihrer Ausbildung meist eine sehr ähnliche Lage, bieten dem Forscher daher häufig nicht die Möglichkeit, in alle Details der optischen Beschaffenheit einzudringen. Für die Untersuchungen in beiden Richtungen ist und bleibt die unerläßliche Vorbedingung eine gewisse Kenntnis der physikalischen Kristallographie, deren Anwendung auf die mikroskopischen Studien mehr oder minder ein Gegenstand der Übung ist.

Obwohl die Vergrößerung selbst erst in zweiter Linie die Aufgabe des Polarisationsmikroskops ist und die übrige optische Ausrüstung den wichtigeren Teil darstellt, so wird trotzdem die erste Anforderung, welche wir an das Instrument zu stellen haben, die sein, daß die in Frage kommenden Linsenkombinationen möglichst vollkommen seien. Ein möglichst achromatisches, großes

und ebenes Gesichtsfeld, verbunden mit möglichst bedeutender Lichtstärke der Objektive und Okulare, wird für den Mineralogen ebenso wie für den Botaniker, Mediziner und Zoologen das erste sein, was er von seinem Instrument verlangen muß. Denn die zahlreichen optischen Methoden, welche in der mikroskopischen Technik zur Ausbildung gekommen sind, werden durch diese Linsensysteme vermittelt, sind daher ebenso wie die Beobachtung des Bildes des betreffenden Gegenstandes selbst abhängig von deren Leistungsfähigkeit.

I. Allgemeines über das Mikroskop.

Das einfache Mikroskop oder die Lupe. Das Mikroskop oder dessen einfachste Form, die Lupe, soll ein zu nahes, dem gewöhnlichen Auge nicht mehr wahrnehmbares Objekt in der deutlichen Sehweite unter vergrößertem Sehwinkel dem Auge darbieten. Die kleinste Sehweite, in welcher ein unbewaffnetes normales Auge deutlich sieht, beträgt 25 cm; bei geringerer Entfernung wird das Bild unscharf und erst mit Hilfe von Linsensystemen deutlich. Man reduziert daher auch die Vergrößerung der Mikroskope stets auf die deutliche Sehweite von 25 cm. Eine Konvexlinse entwirft ein reelles Bild *SR* (Fig. 1) derjenigen Objekte *rs*, welche weiter, als ihre Brennweite beträgt, von ihr entfernt sind, auf der entgegengesetzten Seite in umgekehrter Stellung außerhalb ihrer doppelten Brennweite. Dasselbe ist für das Auge direkt im allgemeinen nicht zu erkennen, wird aber, durch einen Schirm aufgefangen, sichtbar und kann auch direkt auf der photographischen Platte reproduziert werden. Ist aber der Gegenstand um weniger als die Brennweite entfernt, so vereinigen sich die Strahlen nicht mehr in einem jenseitigen Punkt (Fig. 2), das Bild *RS* erscheint in richtiger Stellung auf derselben Seite wie das Objekt *rs*, und man bezeichnet es als virtuelles Bild, welches nicht zur projektiven Darstellung gelangen kann.

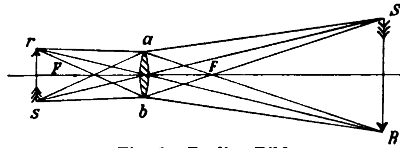


Fig. 1. Reelles Bild.

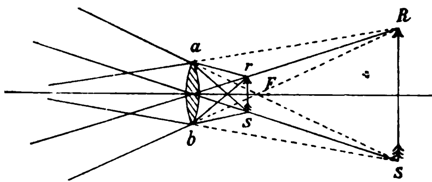
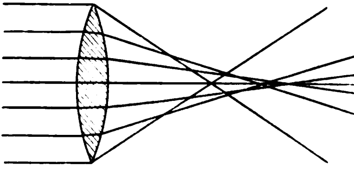
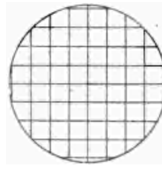


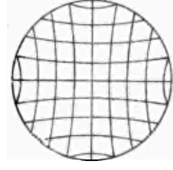
Fig. 2. Virtuelles Bild.

Die Linsenflächen sind Kugelflächen, und es ist eine Folge dieser Form, daß die von den verschiedenen Teilen der Linse hindurchgelassenen Strahlen sich nur dann annähernd in einem Punkte vereinigen, wenn die Linse


Fig. 3. Sphärische Aberration.

sehr geringe Krümmung hat; bei stärker gekrümmter Oberfläche vereinigen sich die Randstrahlen in einem andern Punkt als jene des Zentrums, eine Erscheinung, welche man als sphärische Aberration bezeichnet (Fig. 3). Diese bewirkt bei der Beobachtung ungleiche Schärfe in den verschiedenen Zonen des Sehfeldes, die sog. Bildwölbung, welche ungemein störend und besonders anstrengend auf das Auge wirkt. Gleichzeitig erscheinen die Bilder verzerrt, indem in den verschiedenen Teilen des Gesichtsfeldes ungleiche Vergrößerung stattfindet, und zwar ist dieselbe am Rande stärker als in der Mitte, so daß ein Strichnetz wie Figur 4 sich nach Art von Figur 5 abbildet.


Fig. 4. Strichnetz bei gleichmäßiger Vergrößerung.


Fig. 5. Strichnetz bei ungleicher Vergrößerung.

Ein weiterer Fehler der einfachen Linsen liegt in der Dispersion, d. h. in der Eigenschaft der Körper, Licht von verschiedener Wellenlänge verschieden stark abzulenken. Im normalen Fall sind stets die Farben mit kleinerer Wellenlänge die stärker gebrochenen, d. h. die violetten Strahlen werden stärker gebrochen und abgelenkt als die roten, die normale Dispersionsformel ist $\upsilon > \rho$. Dadurch wird bewirkt, daß die beobachteten Objekte farbig umsäumt erscheinen, da die Vereinigung der verschiedenen Farben an verschiedenen Stellen stattfindet (Fig. 6), und man bezeichnet die Erscheinung als chromatische Aberration oder Farbenabweichung.

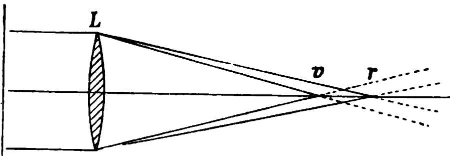
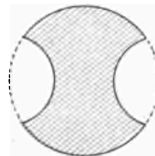
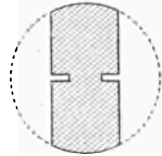


Fig. 6. Chromatische Aberration.

Die beiden Mißstände können vermindert werden, wenn man nur die das Zentrum der Linsen durchsetzenden Strahlen nutzbar macht, wie es bei den älteren Konstruktionen der sog. Kugellupen geschehen ist, von welchen Fig. 7 die von Brewster, Fig. 8 diejenige von Coddington im Durchschnitt gibt. An beiden sind durch geeignetes Abschleifen die äußeren Teile der Linsen abgeblendet. Auch die langgestreckten Zylinderlupen erreichen eine Verminderung der Fehler, wie z. B. jene von Stanhope (Fig. 9), deren dem Objekte zugekehrte Fläche eine schwächere Krümmung aufweist. Doch haben diese Konstruktionen insgesamt den Nachteil sehr kleiner


Fig. 7. Brewstersche Lupe.


Fig. 8. Lupe nach Coddington.

Brennweite. Fraunhofer verbesserte dies durch eine Kombination von zwei plankonvexen Linsen, deren gekrümmte Flächen einander zugekehrt sind (Fig. 10), und diese Zusammenstellung wurde mehrfach variiert.

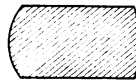


Fig. 9. Zylinderlupe nach Stanhope.

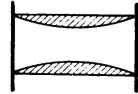


Fig. 10. Fraunhofersche Lupe.

Lupen, welche sphärisch und chromatisch völlig oder wenigstens praktisch völlig korrigiert sind, bezeichnet man als aplanatisch und achromatisch. Man erreicht das aber nur durch die Kombination verschiedener Glassorten. So hat z. B. das sog. Flintglas im Verhältnis zur Lichtbrechung fast doppelt so starke Farbenzerstreuung als das Kronglas, man kombiniert daher die Linsensysteme, wie dies Fig. 11 zeigt, aus einer Sammellinse L von Kronglas und einer Zerstreuungslinse L' von Flintglas, welch letztere die von L dispergierten Farben in p vereinigt (Brückesche Lupe). Von modernen Lupen sind besonders die aus einer bikonvexen Kronglaslinse *(L)* zwischen zwei Flintglasmenisken *(F)* bestehenden Steinheilschen Triplets (Fig. 12) zu erwähnen, welche nahezu völlig aplanatisch und achromatisch sind und ein großes Gesichtsfeld mit großer Brennweite und bedeutender Bildtiefe verbinden. Eine völlige Ausnutzung des großen ebenen Sehfeldes ist bei denselben nur zu erreichen, wenn man sie dicht an das Auge heranbringt. Man benutzt sie am meisten für die bei äußerlichen Gesteinsuntersuchungen hauptsächlich in Betracht kommenden ca sechs- bis zwölffachen Vergrößerungen.

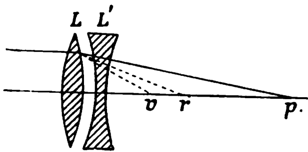


Fig. 11. Korrektur der chromatischen Aberration.

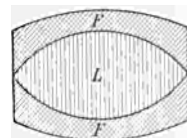


Fig. 12. Steinheilsches Triplet.



Fig. 13. Lupenstativ von Voigt u. Hochgesang.

Für schwächere Vergrößerung, bis ca vierfach, leistet besonders Ausgezeichnetes die aus zwei Linsen kombinierte Verantlupe, welche eine halbe Hornmuschel als Ansatz trägt, die an die Augenhöhlen angelegt

werden muß, wodurch der Augendrehungspunkt die richtige Stellung zur Lupe einnimmt, um ein von Verzeichnung völlig freies Bild zu erhalten. Für stärkere Vergrößerungen, bis 27fach, dient dagegen die Zeißsche anastigmatische Lupe, welche aus vier Linsen kombiniert ist und trotz verhältnismäßig starker Vergrößerung ein großes Sehfeld und bedeutenden Objektabstand besitzt. Man beobachtet hier bei ruhiger Haltung der Lupe, am besten in einem Lupenstativ, indem man das Auge langsam über die Lupe hinführt.

Um bei der Beobachtung mit der Lupe, zumal bei stärkerer Vergrößerung, die notwendige Stabilität zu erreichen und gleichzeitig Manipulationen mit den Händen ausführen zu können, befestigt man die Lupe auf einem Lupenstativ, welches auch, wie Figur 13 S. 7 zeigt, für polarisiertes Licht ausgerüstet und eventuell mit einem drehbaren Objekttisch versehen werden kann.

Das zusammengesetzte Mikroskop. Von dem einfachen Mikroskop oder der Lupe unterscheidet sich das zusammengesetzte Mikroskop (oder Mikroskop schlechtweg) durch die Kombination zweier selbständiger Linsensysteme. Die einfachste Form desselben sind zwei bikonvexe Linsen, wie sie Fig. 14 darstellt, in welcher der Strahlengang im Mikroskop schematisch wiedergegeben ist. Die eine der beiden Linsen (*ab* in Fig. 14) mit kurzer Brennweite ist dem Objekt zugewandt, heißt daher das Objektiv. Sie entwirft von dem kleinen Gegenstand *rs*, welcher um etwas mehr, als ihre Brennweite beträgt, von ihr absteht, ein vergrößertes, reelles Bild bei *SR*; als reelles Bild hat dasselbe umgekehrte Stellung. Dieses ist der Augenlinse, dem Okular *cd* näher gerückt, als dessen Brennweite beträgt, es wird daher wie ein selbst Licht aussendender Gegenstand von diesem abermals vergrößert und erscheint bei *S′R′* als virtuelles Bild, welches dieselbe Lage hat

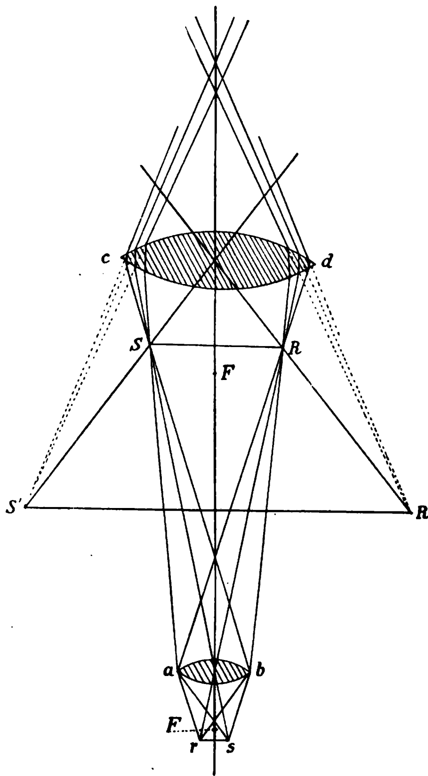


Fig. 14.
Strahlengang im zusammengesetzten Mikroskop.

wie jenes reelle Bild, gegenüber dem Objekt *rs* also gleichfalls umgekehrt ist. Man sieht im Mikroskop also stets umgekehrt. Man betrachtet bei mikroskopischer Untersuchung das von einem nahen Objekt durch ein Projektionssystem, das Objektiv, entworfene reelle Bild mittels einer Lupe, des Okulars, abermals vergrößert. Es folgt schon daraus, daß man zur projektiven Darstellung wie zur mikroskopischen Photographie in einfachen Fällen nur nötig hat, das Okular zu entfernen.

Okular und Objektiv sind, um störendes Zwischenlicht zu vermeiden, in einer Metallröhre, dem Tubus, angebracht und haben, wie Figur 14 zeigt, einen Abstand, welcher weit mehr als die Summe ihrer Brennweiten beträgt. Sie sind auf eine bestimmte Entfernung korrigiert, doch soll eine gewisse Beweglichkeit des Okulars gegen das Objektiv vorhanden sein, weil bei den vollkommen korrigierten Apochromaten z. B. ein zu dünnes Objektglas eine Verlängerung des Tubus, ein zu dickes dessen Verkürzung erfordert.

Das Okular wird gewöhnlich oben in den Tubus eingehängt, das Objektiv bei den einfachen Instrumenten unten an denselben angeschraubt. Doch wird bei dem häufigen Wechseln des Objektivs der durch die Manipulation des Anschraubens bedingte Zeitverlust unangenehm empfunden. Man befestigt daher entweder die ganze Reihe der in Betracht kommenden Objektive auf

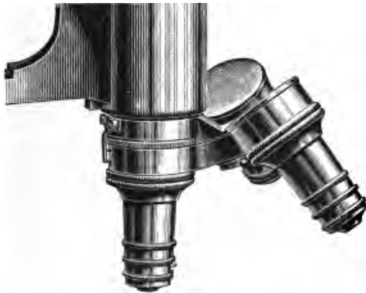


Fig. 15. Revolver.



Fig. 16. Zange.



Fig. 17. Schlitten.

Objektivwechsler.

einer sog. Revolvervorrichtung (Fig. 15), welche durch einfache Drehung den Wechsel der Objektive gestattet, oder man versieht den Tubus mit einer sog. Objektivzange (Fig. 16), in welcher ein an den Objektiven ein für allemal angebrachter Ring zentrisch sich einfügt, oder man bringt an den Objektiven einen Schlitten (Fig. 17) an, der genau in eine Matrize am Tubus paßt.

Ein näheres Eingehen in die Konstruktion moderner Objektive und Okulare würde hier zu weit führen, zumal dieselben von den leistungsfähigeren Firmen im allgemeinen tadellos ausgeführt werden. Daß die Linsensysteme in noch höherem Maße als die einfache Lupe achromatisch und aplanatisch sein müssen, versteht sich von selbst. Allerdings sind die Linsensysteme in beiden Richtungen im allgemeinen nur verhältnismäßig vollkommen, und die Ausnutzung des gesamten Gesichtsfeldes des Objektivs mittels

eines sog. periskopischen Okulars läßt, zumal bei schwachen Vergrößerungen, die Bildwölbung oft empfindlich hervortreten. Sodann ist die Korrektur der chromatischen Aberration im allgemeinen auch nur für einzelne Teile des Spektrums vollkommen, so daß namentlich bei den stärkeren Objektiven immer noch schwache Farbenerscheinungen auftreten. Ganz vermieden werden diese bei den Apochromaten, welche aus besonders zusammengestellten Gläsern hergestellt werden, und bei denen für alle Zonen des Sehfeldes eine gleichmäßige farbige Vergrößerungsdifferenz vorhanden ist, welche erst durch eine entgegengesetzte im sog. Kompensationsokular völlig beseitigt werden kann.

Um starke Vergrößerungen zu erzielen, wird man im allgemeinen vorziehen, starke Objektive neben mittleren oder schwachen Okularen zu verwenden, da die Lichtstärke des Bildes ausschließlich abhängig ist von der numerischen Apertur des Objektivs. Als numerische Apertur oder Apertur schlechtweg bezeichnet Abbe das Produkt von dem halben Öffnungswinkel u und dem Brechungsexponenten n des zwischen dem Objekt und den Linsensystemen befindlichen Mediums. Daß nicht der Öffnungswinkel des Linsensystems, d. h. der Winkel des Strahlenkegels, der noch vom Objektiv aufgenommen wird, das Maßgebende ist für die zu einem Punkte geleitete Lichtmenge, zeigen Fig. 18 und 19. In beiden ist der Winkel des Strahlenkegels und damit die dem Präparat selbst zugeführte Lichtmenge gleich. In Fig. 18 aber, die den Typus eines sog. Trockensystems versinnbildlicht, fallen ausgedehnte Zonen des Strahlenkegels außerhalb des Öffnungswinkels des Objektivs, da sie beim Austritt aus dem Präparat in Luft ihre ursprüngliche Neigung zur Vertikalen wieder annehmen, welche eben in dem speziellen Fall größer ist als der Öffnungswinkel des Objektivs. Die Beleuchtung des Objektes erfolgt nur durch einen kleineren Strahlenkegel.

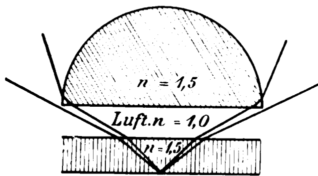


Fig. 18. Strahlengang in einem Trockensystem.

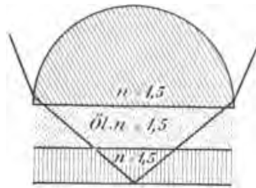


Fig. 19. Strahlengang in einem Immersionssystem.

Bringt man dagegen zwischen die Frontlinse des Objektivs und das Objekt eine Flüssigkeit, welche, wie in Fig. 19, der Lichtbrechung beider sehr nahe steht, z. B. Öl, wandelt also das Objektiv zu einer sog. Immersion um, so werden zwar die in das Objekt eintretenden Strahlen ebenso wie im ersten Fall dem Einfallslot zugebrochen, behalten aber annähernd ihre Richtung beim Übergang durch das Öl in das Linsensystem. Jeder Punkt des Objekts erscheint nun mit der gesamten Lichtstärke des verwendeten Strahlenkegels beleuchtet.

Die Apertur eines Trockensystems kann theoretisch nicht mehr als 1 betragen, da $n = 1$ und $\sin u$ höchstens $= 1$ ist; bei einer Wasserimmersion kann dieselbe bei dem theoretischen halben Öffnungswinkel von 90° auf 1,33, bei Öl auf 1,5, bei Bromnaphthalin auf über 1,6 gesteigert werden, wobei aber berücksichtigt werden muß, daß dann auch die Linsen des Objektivs, das Deckglas usw. mindestens dieselbe Lichtbrechung besitzen müssen wie die dazwischen

befindliche Flüssigkeit. Wie bedeutend die Steigerung der Lichtstärke ist, ergibt sich daraus, daß schon eine Wasserimmersion 1,77 mal so viel Licht aufnimmt als ein Trockensystem von gleichem Öffnungswinkel.

Einige Worte mögen auch der Auflösungsfähigkeit der Objektive gewidmet werden. Die kleinste Distanz, welche ein Objektiv noch zu trennen gestattet, ist gleich dem Quotienten λ (Wellenlänge des verwendeten Lichtes) dividiert durch die Apertur des Objektivs. Man kann mit einer Monobromnaphthalinimmersion und durch Photographie im violetten Licht noch Strukturen von 0,00015 mm auflösen, besonders bei schiefer Beleuchtung mit einer Lichtlinie oder mit einem zentralen Beleuchtungskegel von 180°. Der Beobachtung sichtbar gemacht werden können wegen der größeren Wellenlänge der hauptsächlich leuchtenden Teile des Spektrums nur noch Entfernungen von etwa der doppelten Größe. Man wird also durch Photographie feine Strukturen usw. in viel ausgedehnterem Detail erhalten als bei der Beobachtung, zumal wenn man vollends bei ersterer die ultravioletten Strahlen ausschließlich verwendet. Doch müssen die Objektive für diese Strahlen besonders korrigiert sein. Die Ultramikroskopie, welche noch viel geringere Dimensionen wahrzunehmen gestattet, die sich den molekularen Dimensionen nähern, möge nur der Vollständigkeit halber hier erwähnt werden.

Es mag schließlich noch angeführt werden, daß die zweckmäßigste Beleuchtungsquelle bei mikroskopischen Beobachtungen das Tageslicht ist, und zwar ein mit weißen Wolken bedeckter Nordhimmel. Dagegen ist direktes Sonnenlicht als Beleuchtungsquelle für die Augen höchst nachteilig und muß durch Einlagen von Mattscheiben in diffuses Licht umgewandelt werden. Von künstlichen Lichtquellen kommt außer dem elektrischen Bogenlicht wohl nur durch ein blaues Farbenfilter hindurchgegangenes Licht in Betracht, wie es z. B. die Lassarsche Lampe liefert.

Für monochromatisches Licht bedient man sich entweder des Natrium- usw. Lichtes oder Geißlerscher Röhren oder der Jenenser Lichtfilter. Unter Anwendung einer sehr intensiven Beleuchtung liefert auch der Abbesche Spektropolarisator gute Dienste, welcher, statt des Polarisators eingesetzt, die Beleuchtung mit einem schmalen Teile des Spektrums ermöglicht.

Der Tubus befindet sich an einem Stativ und ist mittels einer groben Schraube, des Triebes, und einer Feinstellschraube oder Mikrometerschraube gegenüber von dem vertikal zu seiner Achse fest an dem Stativ angebrachten Objekttisch beweglich. In einer Durchbohrung des letzteren befindet sich der Beleuchtungsapparat, welcher als Sammelsystem für das durch einen konvexen Spiegel in das Präparat gesandte Licht dient. Zur völligen Ausnutzung der Apertur eines Objektives ist es natürlich notwendig, daß die Apertur des Beleuchtungssystems mindestens denselben Betrag erreicht, wobei aber im allgemeinen dessen Konstruktion wegen der geringeren Ansprüche an aplanatische und achromatische Beschaffenheit einfacher

ist. Die vollkommenste Konstruktion bietet der Abbesche Beleuchtungsapparat, dessen Apertur, wenn er als Immersion verwendet wird, jener der stärksten Objektive gleichkommt und dabei ein selbst für die schwächsten Objektive genügend großes, beleuchtetes Sehfeld aufweist. Bei einfachen Mikroskopen begnügt man sich mit dem Kondensor, einer Hilfslinse, welche aber bei Beobachtungen mit ganz schwachen Objektiven abgenommen werden muß, da das von ihr beleuchtete Feld zu klein ist.

Polarisationsapparate. Das Polarisationsmikroskop unterscheidet sich von dem gewöhnlichen Mikroskop in erster Linie durch die Vorrichtungen zur Erzeugung von geradlinig polarisiertem Licht. Das gewöhnliche Licht führt seine Schwingungen in rascher Aufeinanderfolge in allen Ebenen des Ebenenbündels aus, dessen Achse seine Fortpflanzungsrichtung ist, wie das schematisch Fig. 20 darstellt. Geradlinig polarisiertes Licht dagegen schwingt fortdauernd in einer und derselben Ebene (Fig. 21), und man bezeichnet die zu dieser senkrechte Ebene, in welcher also deren Pole liegen, als die Polarisationsebene des Lichtes, d. h. die Polarisationsebene eines Lichtstrahls ist stets senkrecht zu seiner Schwingungsebene.

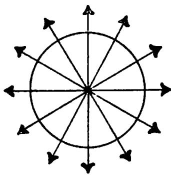


Fig. 20. Gewöhnlicher Lichtstrahl.

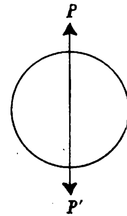


Fig. 21. Polarisierter Lichtstrahl.

Das gewöhnliche Licht wird durch Reflexion oder Brechung in teilweise polarisiertes Licht umgewandelt, am vollständigsten durch Reflexion unter einem von der Lichtbrechung der reflektierenden Substanz abhängigen Einfallswinkel, dem die Formel zukommt: $tg\, i = n$. Er hat ferner die bemerkenswerte Eigenschaft, daß der reflektierte Anteil des unter demselben einfallenden Lichtes auf dem gebrochenen senkrecht steht; man nennt denselben den Polarisationswinkel der betreffenden Substanz (für gewöhnliches Glas ca 57°), aber natürlich verschieden für verschiedene Farben. Durch wiederholte Reflexion unter diesem Winkel wird die Polarisation vollkommener, und man wendet deshalb zu diesem Zwecke Sätze dünner Glasplatten an, welche ziemlich gut polarisiertes Licht liefern.

Ein Strahl gewöhnlichen Lichtes *L* (Fig. 22), welcher unter dem Polarisationswinkel auf einen Glasplattensatz auffällt, wird

von demselben teilweise als geradlinig polarisierter Strahl *P* reflektiert, dessen Schwingungsebene senkrecht zur Einfallsebene *LOB* des Lichtes ist. Der durch den Glasplattensatz hindurchgehende gebrochene Anteil des Lichtstrahls *P'* anderseits ist gleichfalls, wenn auch in geringerem Maße, polarisiert; seine Schwingungsebene liegt senkrecht zu jener des reflektierten Strahls, fällt also mit der Einfallsebene des Lichtes zusammen. Die Polarisation des gebrochenen Strahls ist um so vollkommener, je kleiner der Einfallswinkel des Lichtes ist. Es kommt daher die durch Brechung hervorgebrachte Polarisation namentlich bei sehr starken Objektiven, durch welche die Lichtstrahlen sehr schief hindurchsetzen, störend in Betracht. Die Polarisation des Lichtes, welche durch Reflexion oder Brechung erreicht wird, ist aber in keinem Falle eine so vollkommene, daß sie für feinere Messungen im polarisierten Licht ausreicht; man bedient sich daher nur an den einfachsten und billigsten Instrumenten des durch Reflexion polarisierten Lichtes, während an besseren Polarisationsmikroskopen Nicolsche Prismen angebracht sind, welche das Licht vollkommen polarisieren.

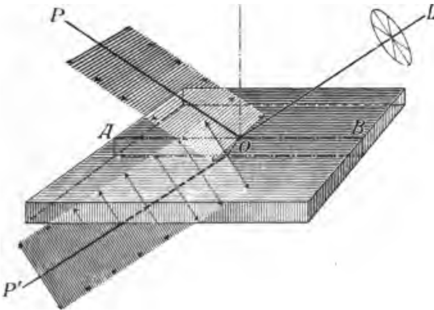


Fig. 22. Polarisation durch Reflexion und durch Brechung.

Die Konstruktion der Nicolschen Prismen oder Nicols schlechtweg beruht auf der Eigenschaft doppelbrechender Kristalle, einen gewöhnlichen Lichtstrahl in zwei senkrecht zu einander polarisierte zu zerlegen, welche in verschiedener Weise abgelenkt werden. Die ursprüngliche, von Nicol angegebene Form (Fig. 23) geht von einem länglichen Spaltungsstück von Kalkspat aus, dessen beide Endflächen zunächst so abgeschnitten werden, daß sie statt 71° nur noch 68° mit den Längskanten bilden. Nun wird senkrecht zu diesen künstlichen Flächen der Kalkspat durchschnitten und die beiden Hälften in richtiger Lage durch Kanadabalsam wieder aneinander gekittet. Von den beiden senkrecht aufeinander

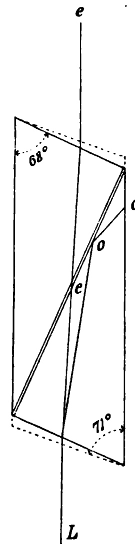
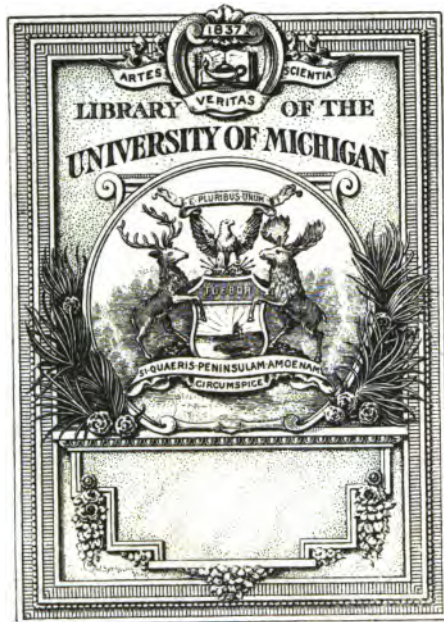


Fig. 23. Konstruktion eines Nicolschen Prismas.


1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE

Anleitung

zum Gebrauch des

Polarisationsmikroskops.

nebst Okular und Fadenkreuz an dem Kreis K^2, während das Objektiv die Drehung nicht mitmacht. Endlich sind auch durch die Übertragung *F* beide Nicols gleichzeitig drehbar. So zeichnet sich dieses neue Modell durch besonders vielseitige Brauchbarkeit bei größter Stabilität und Bequemlichkeit aus.

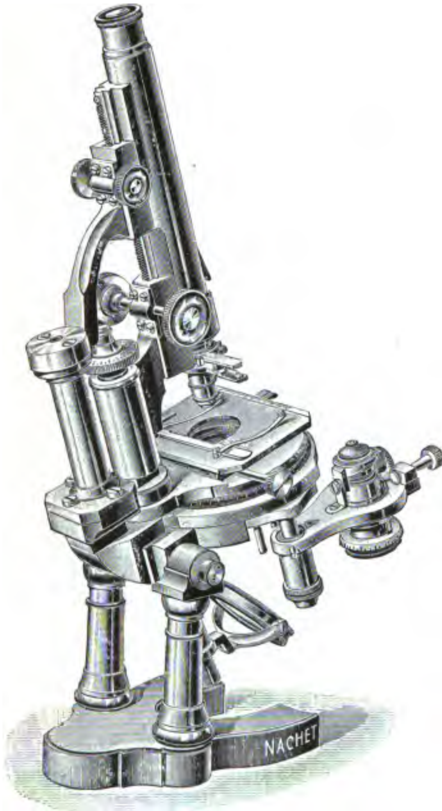


Fig. 26. Polarisationsmikroskop von A. Nachet in Paris.

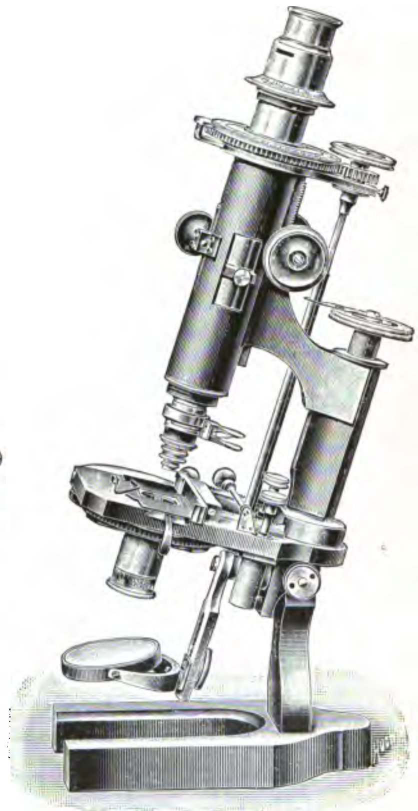


Fig. 27. Polarisationsmikroskop mit gleichzeitig drehbaren Nicols (Voigt u. Hochgesang in Göttingen).

Der Objekttisch *T* in Figur 24 und 25 ist um eine vertikale Achse drehbar und trägt an seinem Rande eine Gradteilung, welche an einer Marke die Ablesung des Betrages der Drehung gestattet. Häufig wird diese Marke als Nonius ausgeführt, was aber im allgemeinen zwecklos ist, da die Genauigkeit mikroskopischer Messungen viel zu gering ist, um eine Sicherheit über $^1/_4{}^0$ hinaus zu gestatten, einen Betrag, der sich noch leicht schätzen läßt. Der Objekttisch trägt ferner eine Reihe von Durchbohrungen, welche zum Einsetzen von Nebenapparaten in bestimmter Stellung dienen. Von diesen letzteren kommen zunächst die sog. Objektklammern in Betracht, die bei geneigter

Stellung des Instrumentes zum Festhalten der Objekte dienen, und von welchen besonders die in Fig. 29 (S. 20) abgebildete Form empfehlenswert ist, da sie gleichzeitig ein rasches Einstellen markierter Partien in das Zentrum des Gesichts-



Fig. 28.
Polarisationsmikroskop-Polymeter (Voigt u. Hochgesang in Göttingen).

feldes gestattet. Ferner ist es zweckmäßig, wenn der Objekttisch durch eine Klemmschraube in beliebiger Stellung fixiert werden kann.

Für Untersuchungen namentlich mit den stärkeren Systemen wird an den größeren Modellen häufig ein sog. Kreuzschlittentisch (Fig. 30, S. 20) an-



Fig. 29. Objektklammer.

gebracht, welcher die horizontale Verschiebung des Präparates durch zwei senkrecht aufeinander wirkende, mittels Schrauben bewegliche Schlitten ermöglicht. Man erreicht durch diesen Apparat ein viel gleichmäßigeres Absuchen des ganzen Präparates, da man von den mehr oder minder willkürlichen Verschiebungen durch die Hand unabhängig ist. Man kann dann auch mittels einer an den Schlitten angebrachten Teilung den Tisch als Sucher verwerten, indem man die Stellung der Teilungen bei einer bestimmten, fixierbaren Lage des Objektes auf dem Tische notiert.

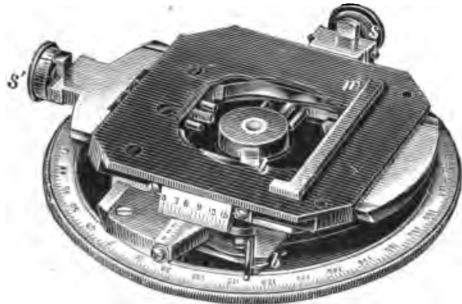


Fig. 30. Kreuzschlittentisch von R. Fueß in Steglitz.

Es ist indes besser, man markiert die betreffende Stelle auf dem Präparat selbst, sei es daß man mit freier Hand einen Farbring um dieselbe anbringt, sei es daß man einen Objektmarkierer verwendet. Der letztere wird, nachdem die betreffende Stelle genau zentriert ist, an Stelle des Objektivs eingesetzt. Der kleine Apparat trägt entweder eine etwas exzentrisch sitzende, regulierbare Diamantspitze, welche durch Herabdrehen des Tubus in einer federnden Fassung auf das Deckglas aufgesetzt wird; nachdem dies geschehen, dreht man den Tisch mit dem festgeklemmten Präparat und erhält nun einen auf dem Deckglas eingeritzten Kreis, welcher die richtige Stelle umfaßt, oder es ist, gleichfalls in Form eines Objektivs, ein in vertikaler Richtung federnder Einsatz vorhanden, welcher an seinem unteren Ende eine runde Öffnung trägt, die, mit Ölfarbe, Tinte oder Schellacklösung bestrichen, das Abdrücken eines kleinen Kreises auf dem Deckglas des Präparates gestattet.

Unterhalb des Tisches befindet sich an dem in Fig. 24 und 25 abgebildeten Modell eine Schlittenführung *H* mit zentraler Durchbohrung, innerhalb deren ein Rohr in vertikaler Richtung durch einen Hebel bewegt werden kann. In dem Rohre sind der Beleuchtungsapparat und das zweite Nicolsche Prisma, der Polarisator *P*, angebracht. Am zweckmäßigsten ist es, wenn sowohl der Polarisator als auch der Beleuchtungsapparat je für sich aus der Rohrfassung entfernt werden kann, jedes Stück also sich in getrennter Fassung befindet. Der Beleuchtungsapparat, welcher in diesem Rohr sitzt, besteht aus einer Linse von geringer Apertur, auf welcher der Kondensor frei aufsitzt, welcher zum Zweck der Beobachtung mit sehr schwachen Objektiven mittels einer innerhalb des drehbaren Objekttisches beweglichen Zange gefaßt und aus dem Gesichtsfeld weggeklappt werden kann.

Wenn derselbe auf dem Polarisator aufsitzt und von der Zange freigelassen wird, ist er samt dem Polarisator und dem übrigen Beleuchtungsapparat in vertikaler Richtung beweglich. Eine Irisblende, wie sie an zoologisch-medizinischen Instrumenten nicht zu fehlen pflegt, wird nur an den größeren Modellen der Polarisationsmikroskope angebracht, da sie eine ziemliche Komplikation des Apparats bedeutet und in ihrer Wirkung ersetzt werden kann durch die vertikale Hebelbewegung, welche an dem Beleuchtungsapparat angebracht ist.

Der Polarisator kann gedreht werden, und die Fassung trägt entweder eine Reihe von Ausschnitten, in welche eine am Polarisator angebrachte Marke eingreift, oder aber eine Kreisteilung, um jederzeit eine genaue Einstellung desselben parallel zu den Fäden des im Okular angebrachten Fadenkreuzes zu gestatten.

An Stelle der oben besprochenen Zange, welche das Entfernen des Kondensors ermöglicht, sind hierfür noch eine Reihe anderer Konstruktionen vorgeschlagen worden, welche das lästige Herausnehmen des Kondensors mit der Hand, das früher allgemein üblich war, ersetzen sollen. Entweder befindet sich die Kondensorlinse in einem einfachen Schieber im Tisch des Mikroskops selbst: dann läßt sie aber überhaupt keine vertikale Bewegung zu, und eine Einstellung nach der Dicke des Objektglases sowie eine Abstufung der Beleuchtung ist unmöglich. Oder sie ist in einer der Zange analogen, aber geschlossenen Klammer befestigt: auch dann läßt sie sich nur in sehr engen Grenzen vertikal verschieben, und in diesem Falle ist die Beigabe einer Irisblende wünschenswert. Oder aber der Kondensor kann, unter Erhaltung seiner vertikalen Beweglichkeit, in einer bestimmten Höhenstellung des Beleuchtungsapparates durch einen Schieber seitlich gefaßt und herausgezogen werden. Endlich ist eine sehr einfache Vorrichtung, bei welcher die Beweglichkeit des Beleuchtungssystems vollständig erhalten bleibt, von Nachet eingeführt worden. Sie besteht in einer seitwärts unterhalb des Objekttisches vorstehenden Schraube, mittels deren man den Kondensor nach Art eines Visiers über den übrigen Teil des Beleuchtungsapparates hinüberklappen kann (Fig. 31).

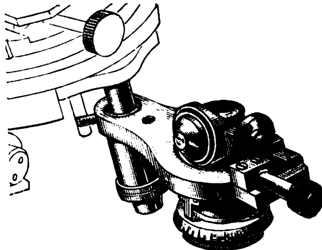


Fig. 31. Vorrichtung zum Entfernen des Kondensors von A. Nachet.

In einzelnen Fällen, zumal bei sehr starken Objektiven oder sehr lichtschwachen Objekten, erscheint es zweckmäßig, den Polarisator ganz zu entfernen, da er mehr als die Hälfte des zur Verfügung stehenden Lichtes absorbiert. Deshalb wird er am besten in einer von derjenigen des Beleuchtungsapparates getrennten Fassung befestigt; so kann er jederzeit allein aus der Rohrfassung herausgezogen werden. Da indes das orientierte Einsetzen des-

selben mit der Hand wieder zeitraubend ist, wurde von W. und H. Seibert die in Fig. 32 abgebildete Vorrichtung konstruiert, bei welcher man den Polarisator *P* durch Verschieben eines Schlittens mittels der Knöpfe *K* und *K'* unterhalb der Beleuchtungslinsen wegschiebt und mit einer Hülse vertauscht, welche eine Irisblende *J* trägt. Die Einschaltung und Ausschaltung des Polarisators kann so ohne irgend eine Änderung seiner Orientierung durch einfachen Druck und Zug bewirkt werden, und man hat dabei den Vorteil, daß man jederzeit das Instrument selbst für die feinsten Untersuchungen der organischen Mikroskopie dienstbar machen kann. Der Beleuchtungsapparat ist bei dieser Vorrichtung mittels der Schraube *S* in vertikaler Richtung mitsamt dem Schlitten verschiebbar: der Kondensor *C* kann auch hier mittels der Zange *Z* weggeklappt werden. Daß man bei dieser Konstruktion an Stelle des einfachen Beleuchtungsapparates auch einen Abbeschen anbringen kann, liegt auf der Hand. Andere einfache Vorrichtungen, welche ein Herausklappen des Polarisators bewirken, stören nur zu häufig dessen genaue Orientierung.

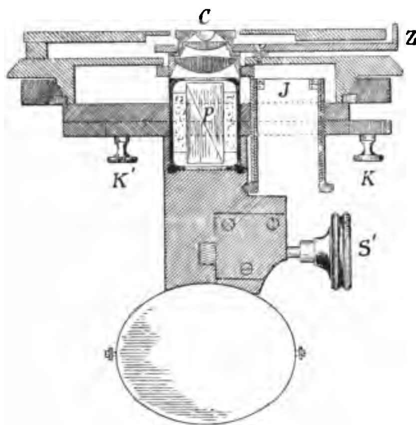


Fig. 32. Vorrichtung zum Ausschalten des Polarisators von W. u. H. Seibert.

Das Beobachtungsmaterial. Die zahlreichsten und wichtigsten mikroskopischen Beobachtungen werden in durchfallendem Licht gemacht. Man muß daher die zu beobachtenden Objekte möglichst so präparieren, daß sie einesteils hinreichend durchsichtig erscheinen, um ihre innere Struktur deutlich erkennen zu lassen, und daß andernteils keine Überlagerung verschiedener Individuen mehr vorhanden ist, so daß also die Objektebene an jeder Stelle nur aus einer einzigen Lage einer einheitlichen Substanz besteht. In den mit der mikroskopischen Untersuchung der Organismen sich befassenden Wissenschaften wird dies durch den sog. Mikrotom in weitestgehendem Maße erreicht; in der Mineralogie und Petrographie können wegen der Schwierigkeit der Herstellung ebenso dünne Präparate kaum je angewandt werden. Da aber die Struktur der hier in Frage kommenden Bildungen meist um vieles weniger fein ist, genügt im allgemeinen eine aus dem Gestein oder Mineral durch Abschleifen hergestellte Schicht von 0,03—0,05 *mm* Dicke vollkommen; nur in ganz seltenen Fällen und bei besonders fein struierten Objekten werden für die detailliertesten Studien Schichten von 0,01 *mm* und darunter notwendig.

Zur Anfertigung der Dünnschliffe dienen Schneide- resp. Schleifapparate, von welchen ein einfaches Modell in Fig. 33 abgebildet ist; die größeren werden mit Motoren- resp. wie jenes in Fig. 33 mit Fußbetrieb hergestellt, die kleineren haben eine mit der Hand zu bewegende Kurbel, welche aber beim Arbeiten sehr hindert. Es wird zunächst die betreffende Probe auf dem Träger *a* mit Schellackkitt befestigt und durch das Gewicht *c* gegen die von

oben her gegen das Stück sich bewegende Schneidescheibe *d* gedrückt, welche randlich am besten mit Diamantstaub besetzt ist und stets durch Öl feucht gehalten werden muß. Oder man benutzt Schmirgelpulver und Wasser. Ist der Schnitt durchgeführt, so bewegt man den Träger *a* nach links um die Dicke der gewünschten Platte und schneidet die zweite Fläche durch. Die notwendige Dicke variiert natürlich mit der Verbandfestigkeit des Gesteins, wird aber immer 1—2 *mm* betragen müssen. Auf der horizontal rotierenden, ganz schwach konvexen Scheibe *m* wird die Fläche mit Schmirgel oder Karborundumstaub zunächst feingeschliffen und dann auf ein grobes Glas mit erwärmtem Kanadabalsam aufgekittet. Es ist dabei darauf zu achten, daß der Kitt weder zu spröde noch zu weich ist, da in beiden Fällen sich das Präparat beim Schleifen leicht loslöst. Man benutzt am besten Kanadabalsam, den man schon vorher durch Eindampfen auf dem Wasserbad gerade richtig gehärtet hat, und läßt ihn einfach schmelzen. Dann schleift man unter sukzessiver Verminderung der Korngröße von Karborundum oder Schmirgel das Plättchen vorsichtig zur gewünschten Dicke.



Fig. 33. Schleif- und Schneidemaschine von Voigt u. Hochgesang.

Die Schliffe werden gewöhnlich mittels Kanadabalsam auf dem Objektglas festgekittet und können dann, wiederum durch Vermittlung von Kanadabalsam, mit einem dünnen Deckglas bedeckt werden, dessen Dicke entsprechend dem geringen Fokalabstand der stärkeren Objektive ca 0,10—0,15 *mm* betragen kann. Bei den schwächeren Objektiven kommt die Dicke des Deckglases wenig in Betracht; die stärkeren dagegen sind auf eine bestimmte Dicke des Deckglases korrigiert, bei anderer Deckglasdicke muß die Länge des Tubus verändert werden.

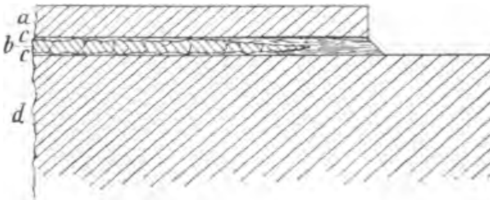


Fig. 34. Querschnitt durch einen Dünnschliff.

Oder aber man läßt die Präparate für bestimmte Spezialuntersuchungen (vor allem die Bestimmung der Lichtbrechung) unbedeckt. Bei sehr sorgfältiger Ausführung der Präparate erreicht man eine ziemlich gleichmäßige Dicke derselben, welche meist nur gegen den Rand zu etwas abnimmt, wie Fig. 34 (S. 23) zeigt, welche einen Querschnitt durch den Rand eines Dünnschliffes in ca 50-facher Vergrößerung darstellt. *a* ist das Deckglas, *b* der Schliff, dessen rauhe Oberflächen deutlich zu sehen sind, *d* das Objektglas. Der Schliff selbst ist beiderseits in Kanadabalsam *c* eingehüllt.

Das Format und die Größe des Objektglases spielt eine besondere Rolle, während die Dicke desselben bis zu der von dem Fokalabstand des Beleuchtungsapparates abhängigen Grenze schwanken kann. Am besten bewährt haben sich für Untersuchungen im Polarisationsmikroskop die quadratischen Objektgläser im Format 32×32 *mm*, welche in der Petrographie heutzutage fast allgemein in Benutzung sind. Zieht man denselben ein längliches Format vor, so wird man mit Rücksicht auf den drehbaren Objekttisch am Polarisationsmikroskop jedenfalls dasselbe nicht zu lang wählen dürfen, da man sonst beim Drehen des Tisches leicht an die überstehenden Teile anstößt und so das Objekt fortwährend verschiebt.

Auch die Untersuchung der Gesteine in Pulverform, die älteste Methode der mikroskopischen Gesteinsanalyse, liefert öfter zur raschen Orientierung gute Resultate. Gut spaltbare Mineralien geben in dünnen Spaltblättchen häufig sehr charakteristische optische Reaktionen, und wenn es sich um die Erforschung künstlicher Kristallisationen handelt, so wird man in zahlreichen Fällen am besten zum Ziel kommen, wenn man die aus einem Tropfen der Lösung auf dem Objektglas beim Verdunsten sich ausscheidenden Kristalle mikroskopisch untersucht, oder wenn man ein aus kleinsten Kriställchen bestehendes Pulver in Kanadabalsam oder eine andere Flüssigkeit eingebettet für die Untersuchung verwendet.

Verhältnismäßig selten wird beim Mikroskop das auffallende Licht zur Beobachtung verwendet, und zwar besonders bei undurchsichtigen Objekten, ferner zum Studium der Form winziger Kristalle resp. von Ätzfiguren. Solche Präparate bleiben dann am besten ungedeckt.

Schließlich mag noch bemerkt werden, daß die Methoden der Färbung, welche in der organischen Mikroskopie eine so große Rolle spielen, bei der Untersuchung anorganischer Körper nur ganz ausnahmsweise eine Verwendung finden können und dann speziell bei Untersuchung wenig kompakter, namentlich faseriger und schuppiger Gebilde, daß sie aber auch da nicht den Wert haben, der ihnen bei den organischen Präparaten zukommt.

II. Die Justierung des Polarisationsmikroskops.

Bevor man ein Mikroskop in Benutzung nimmt, wird man sich von seiner Leistungsfähigkeit zu überzeugen haben, sowie davon, ob die einzelnen Teile des Apparates richtig funktionieren. Die Untersuchung umfaßt:

1. die Prüfung der Linsensysteme;
2. die Zentrierung des Objekttisches;
3. die Justierung des Fadenkreuzes und der Nicolschen Prismen.

Dies zusammen bezeichnet man als die Justierung des Instrumentes.

1. Die Prüfung der Linsensysteme.

Aplanatische und achromatische Beschaffenheit. Während bei den Beleuchtungslinsen die genaue Korrektur der sphärischen und chromatischen Aberration (S. 6) eine verhältnismäßig geringe Rolle spielt und wohl nur für die Mikrophotographie überhaupt in Betracht kommt, ist die Schärfe des Bildes und damit die Klarheit der Beobachtung von der möglichst vollständigen aplanatischen und achromatischen Beschaffenheit der Beobachtungssysteme abhängig. Das in erster Linie bei Untersuchung eines weniger vollkommenen Objektivs in die Augen Fallende ist die Bildwölbung, d. h. die Erscheinung, daß Zentrum und Rand des Bildes nicht gleichzeitig scharf gestellt werden können. Die Unklarheit der Beobachtung in verschiedenen Teilen des Sehfeldes macht das Arbeiten mit solchen Objektiven für die Augen in hohem Maße anstrengend. Sie tritt indes bei einigermaßen gut konstruierten schwachen Objektiven nur mit den sog. periskopischen Okularen hervor, welche das ganze Sehfeld des Objektivs ausnutzen, bei stärkeren Objektiven wirkt sie häufiger störend und die Augen angreifend. Hand in Hand damit geht eine Verzerrung des Bildes durch verschiedenes Maß der Vergrößerung in verschiedenen Zonen des Sehfeldes. Zur Erkennung dieser Mängel bedient man sich eines sog. Netzmikrometers (vgl. Fig. 4 und 5, S. 6). Desgleichen wirkt die chromatische Aberration störend, welche aber wiederum in erster Linie bei stärkeren Vergrößerungen in Betracht kommt, und die selbst bei den besten Achromaten nicht völlig korrigiert ist. Es erscheinen dann z. B. winzige, opake Körper gefärbt, zumal bei Schiefstellung des Beleuchtungsspiegels. Ist dieser nach links schief gestellt, so erscheint das scharf eingestellte Korn im linken Teil des Gesichtsfeldes rötlich, im

rechten violett, wenn chromatische Unterkorrektur vorhanden ist; umgekehrt, wenn es sich um ein überkorrigiertes Objektiv handelt. Völlig chromatisch korrigiert sind nur die sog. Apochromate und auch diese nur unter gleichzeitiger Benutzung eines Kompensationsokulars.

Man prüft die Linsensysteme auf die völlige Aufhebung der chromatischen Aberration am besten mittels der Abbeschen Testplatte, eines versilberten Glasplättchens, in welches Systeme paralleler Linien in verschiedenen, mikroskopischen Abständen eingereiht sind. Ein apochromatisches System zeigt auch diejenigen Linsensysteme, die es eben noch aufzulösen im stande ist, völlig klar und ohne farbige Ränder.

Lichtstärke, Vergrößerung und Auflösungsfähigkeit. Die Lichtstärke eines Objektives ist bei richtiger Konstruktion in erster Linie abhängig von der Apertur (vgl. S. 10), wird aber selbst durch geringe Fehler in der Zusammensetzung des Systems sehr merklich beeinflußt, so daß der Unterschied in der Lichtstärke zwischen Linsensystemen von derselben Apertur oft recht bedeutend ist. Da aber von der Lichtstärke auch das Maß der nützlichen Vergrößerung abhängig ist, so sind besonders für die Benutzung der höchsten Vergrößerungen nur die am sorgfältigsten berechneten und konstruierten Objektive zweckmäßig, weniger vollkommene sind so gut wie wertlos. Desgleichen ist die beliebig hohe Steigerung der Vergrößerung der Linsenkombinationen, wie sie in vielen Fällen als hauptsächliches Ziel der Fabrikanten angesehen wird, keineswegs optisch einwandfrei, da einesteils die Lichtstärke nicht mehr ausreicht, um hinreichend klar zu sehen, andernteils auch die Auflösungsfähigkeit eines Objektives ebenfalls in der Apertur ihr festgesetztes Maß hat. Abbe gibt eine Zusammenstellung der „förderlichen Gesamtvergrößerung“ im Mikroskop für folgende Aperturen der Objektive:

Apertur	0,1	0,2	0,3	0,6	0,95 [1]	1,20	1,30 [2]
Gesamtvergrößerung	53	106	159	317	501	635	688

Um die Lichtstärke eines Objektivs einigermaßen kennen zu lernen, prüft man es mit einem schwächeren Okular bei leicht mit weißen beleuchteten Wolken überzogenem Himmel. Für die Praxis ist eine solche Prüfung meist völlig ausreichend.

Dagegen muß die Vergrößerung direkt gemessen werden, da sich öfter beim Arbeiten mit dem Mikroskop die Notwendigkeit einstellt, zahlenmäßige Angaben über die Größe der beobachteten Objekte zu geben. Wenn auch im allgemeinen jedem Mikroskop eine Tabelle der mit den verschiedenen

[1] Höchste Apertur eines Trockensystems.

[2] Höchste Apertur der gewöhnlichen Ölimmersion.

Objektiven und Okularen erreichbaren Vergrößerungen beigegeben ist, welche im allgemeinen auf die deutliche Sehweite von 25 *cm* korrigiert ist, so ist es doch zweckmäßig, diese ein für allemal zu kontrollieren. Am einfachsten erreicht man dies, wenn man mit der zu untersuchenden Linsenkombination ein Objektmikrometer scharf einstellt, bei welchem 1 *mm* in hundert Teile geteilt ist, und das Bild desselben etwa mit dem am Schluß zu beschreibenden Abbeschen Zeichenapparat auf ein Papier wirft, welches in der deutlichen Sehweite vom Auge des Beobachters absteht. Man zeichnet einige Teilstriche auf dem Papier nach und mißt einfach deren Entfernung von einander. Doch ist darauf zu achten, daß der Betrag der Vergrößerung auch mit der Tubuslänge sich ändert; man mißt am besten bei der normalen Tubuslänge, auf welche die Objektive korrigiert sind.

Auch die Auflösungsfähigkeit eines Objektivs ist, dessen vollkommene Konstruktion vorausgesetzt, ein Ergebnis der Apertur. Man könnte daher diese ebenso wie die Lichtstärke in jedem Fall theoretisch feststellen durch das Abbesche Apertometer. Bedeutend vorzuziehen für praktische Zwecke sind aber die im allgemeinen den Mikroskopen beigegebenen Testobjekte, namentlich solche von Diatomen, deren feine Oberflächenskulptur ein scharfes Maß für die Auflösungsfähigkeit abgibt.

Am besten ist für die Prüfung der stärksten Trockensysteme das Pleurosigma angulatum mit seiner charakteristischen Riefung in drei Richtungen, während für Ölimmersion bis zur Apertur 1,30 die Surirella gemma in den letzten Details ihrer Zeichnung, speziell in der senkrecht zu den feinen Querrippen verlaufenden Streifung das Maß für die äußerste Leistung abgibt. Zum gleichen Zwecke bedient man sich auch hier der Abbeschen Testplatte mit ihren verschiedenen Liniensystemen. Besonders vollkommen ist die Beobachtung bei Beleuchtung mittels einer schief einfallenden Lichtlinie.

Endlich kommt bei mikroskopischen Beobachtungen öfter noch falsches, d. h. durch Reflexe irgendwelcher Art hervorgebrachtes Licht in Frage, wenn es auch eine viel weniger störende Rolle spielt als z. B. in der Mikrophotographie.

Es ist trotzdem unerläßlich, daß alle Teile des Mikroskops im Innern geschwärzt sind. Solche Reflexe werden aber unter Umständen von den Linsen des Okulars selbst hervorgebracht, so daß es zweckmäßig erscheint, in einzelnen Fällen auf das Okular eine Vorrichtung aufzusetzen, die einer Verlängerung der Fassung der Okularlinsen entspricht, und welche das schief auf die Frontlinse des Okulars auffallende Licht abblendet. Andernteils ist, zumal beim Arbeiten mit schwachen Objektiven, welche einen großen Fokalabstand besitzen, das unterhalb des Objektivs auf das Präparat auffallende und von diesem in den Tubus reflektierte Licht oft in hohem Maße störend. Man schützt sich vor Täuschungen, indem man entweder mit der vorgehaltenen Hand das Licht abblendet, oder durch Anbringung von schwarzen Schirmen, die das einfallende Licht abhalten. Doch müssen solche Vorrichtungen stets in der Weise ausgeführt sein, daß dadurch keine Störung in der Beweglichkeit des Instrumentes eintritt.

Um den für die zur Verwendung kommenden Objektive mit größter numerischer Apertur ausreichenden Öffnungswinkel des Beleuchtungsapparates zu konstatieren, verwendet man am besten ein dünnes Spalt-

blättchen von Glimmer, welches man mit dem betreffenden Objektiv im konvergenten polarisierten Licht betrachtet. Wird ein Objektiv mit Immersion benutzt, so muß auch der Beleuchtungsapparat als Immersion verwendet werden. Das Gesichtsfeld zeigt bei richtiger Einstellung des Objektivs und des Beleuchtungsapparates das Achsenbild bis zum Rand gleichmäßig erhellt; reicht der Öffnungswinkel des Beleuchtungsapparates nicht aus, so erscheint der Rand des Bildes dunkel; ist andernteils dessen Einstellung nicht richtig, so erblickt man das Gesichtsfeld ungleichmäßig beleuchtet oder sieht nur einen dem Querschnitt des Polarisators entsprechenden scharf abgegrenzten Teil des Gesichtsfeldes hell.

Die von den besseren Firmen gelieferten Mikroskope werden zu Ausstellungen in den bisher besprochenen Richtungen kaum Anlaß geben. Die Zentrierung der Drehungsachse des Tisches und die Einstellung der Schwingungsrichtungen der Nicols dagegen sind von zahlreichen Zufälligkeiten abhängig und auch nicht unbedeutenden Änderungen noch während des Arbeitens unterworfen, so daß eine öftere Revision in dieser Richtung dringend zu empfehlen ist; die dazu notwendigen Vorkehrungen sollen daher eingehender beschrieben werden.

2. Die Zentrierung des Objekttisches.

Das Zentrum der Drehung des Objekttisches muß möglichst genau in die Achse des Beobachtungssystems fallen, d. h. das Mikroskop muß zentriert sein, weil sonst die Ortsveränderung, welche ein bestimmtes Objekt bei einer Umdrehung des Tisches im Gesichtsfeld zeigt, einer exakten Beobachtung in hohem Grade hinderlich ist. Zu diesem Zwecke stellt man irgend einen kleinen, womöglich nur punktgroß erscheinenden Gegenstand in dem Objekt genau in den Schnittpunkt der Fäden des Fadenkreuzes und dreht nun den Tisch um 360°, wobei man die Ortsveränderung des Punktes fortwährend betrachtet. Derselbe wird im allgemeinen einen Kreis beschreiben, dessen Zentrum (*x* in Fig. 35) mit dem

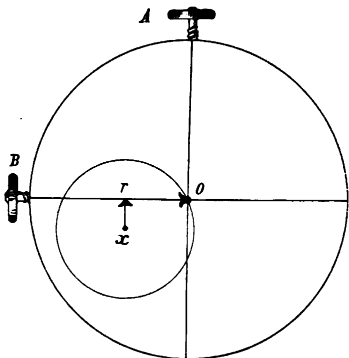


Fig. 35.

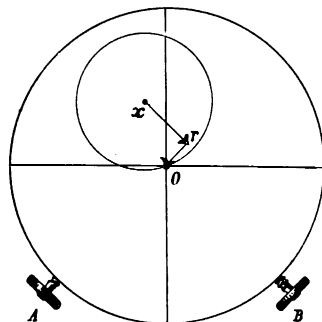


Fig. 36.

Zentrierung des Objekttisches.

Schnittpunkt *o* des Fadenkreuzes nicht zusammenfällt. Man dreht nun die eine Zentrierschraube *A*, bis sich dieser Punkt *x* um die Größe *xr* verschoben hat, d. h. auf den quer zu dieser Schraube verlaufenden Faden zu liegen kommt, setzt hierauf die Schraube *B* in Bewegung, bis eine Verschiebung um *ro* erreicht ist, d. h. das Zentrum *x* im Schnittpunkt des Fadenkreuzes zu liegen scheint. Hierauf bringt man den zuerst gewählten Punkt wieder genau in den Kreuzungspunkt der Fäden und kontrolliert, ob er bei einer vollen Umdrehung des Tisches seinen Platz nicht verändert; oder wenn dies, wie gewöhnlich, noch in geringem Maße der Falle ist, korrigiert man in derselben Weise die kleinen Fehler, welche sich bei der schätzungsweisen Einstellung ergeben, bis die völlige Zentrierung erreicht ist.

Im allgemeinen wird sich beim Wechseln der Objektive jedesmal eine kleine Dezentrierung einstellen, indes sollen bei einem tadellos gebauten Instrument und bei Anwendung einer Objektivklammer die Fehler nicht so groß sein, daß eine merkbare Störung im Arbeiten eintritt. — An einzelnen Instrumenten, und namentlich wenn die Zentrierschrauben am Objekttisch angebracht sind, wirken dieselben unter 45° zu den Fäden des Fadenkreuzes, statt diesen parallel zu gehen. Die oben gegebene Anleitung verändert sich dann dementsprechend nach Fig. 36.

Schließlich soll auch die Sehachse des Mikroskops möglichst genau in ihrer Richtung mit der Drehachse des Objekttisches übereinstimmen, was durch einfache Zentrierung natürlich nicht erreicht wird. Man kontrolliert die Richtigkeit des Instrumentes in dieser Beziehung, indem man auf der Frontlinse des Objektivs ein Signal, etwa ein dunkles Kreuz anbringt, welches man mit dem Vertikalilluminator von oben her beleuchtet. Man läßt dann dieses durch ein Spiegelglas reflektieren, welches auf den Objekttisch aufgelegt wird. Bei richtiger Justierung des Instrumentes muß dann das Spiegelbild mit dem Signal zusammenfallen und darf auch bei einer Horizontaldrehung des Tisches seine Stellung nicht ändern.

3. Die Justierung des Fadenkreuzes und der Nicolschen Prismen.

Zunächst ist es von Wichtigkeit, zu erfahren, ob die Schwingungsrichtung des Polarisators von vorne nach hinten oder von rechts nach links verläuft, wenn man denselben in der durch die Marke angegebenen Stellung eingesetzt hat. Bei den ursprünglichen Nicols mit rhombischem Querschnitt ist, wie schon früher erwähnt wurde, die Schwingungsrichtung parallel der kurzen Diagonale, bei den verschiedenen neueren Konstruktionen muß sie von Fall zu Fall bestimmt werden. Man bedient sich

dazu entweder eines dünnen, kräftig gefärbten Turmalinkristalls, welcher die dunklere Färbung und stärkere Absorption des Lichtes aufweist, wenn seine kristallographische Hauptachse zu der Schwingungsrichtung des Polarisators gekreuzt ist. Oder aber man verwendet dazu einen Glasplattensatz oder im einfachsten Fall irgend eine reflektierende Fläche. Das durch Reflexion polarisierte Licht schwingt senkrecht zu der Einfallsebene; wenn man also eine solche reflektierende Fläche im Polarisationswinkel durch ein Nicolsches Prisma betrachtet, so wird sie dunkel erscheinen, sobald die Schwingungsrichtung des Nicols dazu senkrecht, also der Einfallsebene parallel ist.

Hierauf muß die genaue Justierung beider Nicols geprüft werden. Soll das Mikroskop zu irgend welchen Messungen im polarisierten Licht tauglich sein, so muß, so genau als irgend möglich, die Schwingungsrichtung je eines der beiden Nicols parallel zu je einem Faden des Fadenkreuzes sein, welche wiederum genau senkrecht aufeinander stehen müssen. Man konstatiert dies am besten mit Hilfe eines in Kanadabalsam eingekitteten nadelförmigen Kristalls mit gerader Auslöschung, welcher völlig farblos ist und eine der Lichtbrechung des Kanadabalsams möglichst nahestehende Lichtbrechung aufweist. Besonders deutlich ist die Reaktion, wenn der Kristall zwischen gekreuzten Nicols die intensiven Polarisationsfarben der niedern Farbenordnungen aufweist.

In hervorragendem Maße brauchbar zu diesem Zweck, aber leider sehr selten, sind lange, ca 0,1—0,15 *mm* dicke Kristallnadeln von Quarz; weniger geeignet sind Spaltblättchen von Anhydrit usw., welche aber leichter beschafft werden können. Legt man nun eine lange Kante des betreffenden in Kanadabalsam eingebetteten Kristalls parallel zu einem der beiden Fäden, so wird, wenn die Schwingungsrichtung des Polarisators genau dieselbe Richtung hat, das Licht unverändert auch den Kristall passieren, d. h. der Quarzkristall, welcher eine dem Kanadabalsam sehr ähnliche Lichtbrechung hat, ist bei gekreuzten Nicols völlig unsichtbar und bleibt unsichtbar bei einer Drehung des Analysators um 90°. Tritt dagegen bei dieser Drehung nur eine geringe Aufhellung oder Färbung des Quarzkristalls hervor, so ist dies ein Anzeichen dafür, daß die Schwingungsrichtung des Polarisators nicht genau mit der Richtung des Fadens zusammenfällt, und man korrigiert nun durch Drehen des Polarisators, bis eine solche

Farbenerscheinung nicht mehr zu bemerken ist. In derselben Weise kontrolliert man dann den Analysator, wobei nach genauer Markierung der richtigen Stellung des Polarisators dieser als beweglicher Nicol gehandhabt wird. Sodann stellt man den Quarzkristall parallel zu dem zweiten Faden, versucht, ob er auch dann keine Farbenreaktion hervorbringt, und hat, wenn dies der Fall ist, den sichersten Beweis dafür, daß die Schwingungsrichtung je eines der beiden Nicolschen Prismen zu je einem der beiden Fäden parallel ist, und daß außerdem die beiden Fäden genau 90^0 miteinander bilden.

In zahlreichen Fällen wird es unmöglich sein, eine Stellung der Nicolschen Prismen zu finden, in welcher ein vollständiges Verschwinden des Kristalls eintritt, da sehr häufig optische Störungen in den Linsen vorhanden sind, und da außerdem, namentlich bei den stärkeren Systemen, durch Brechung partielle Polarisation eintritt oder durch die Spannung der Metallfassung, speziell bei raschem Temperaturwechsel, die Linsen ein geringes Maß von Doppelbrechung angenommen haben. Ist in letzterem Fall die Spannung nicht zu stark, so ergibt sich ein normaler Gleichgewichtszustand nach einiger Zeit von selbst; ist aber die Einwirkung auf das polarisierte Licht sehr deutlich, so wird ein solches Linsensystem manche Unannehmlichkeit und Ungenauigkeit beim Arbeiten zur Folge haben. Zu bemerken ist noch, daß die optischen Störungen, wenn sie bei der Einstellung des Polarisators sich geltend machen, dem Beleuchtungssystem, im andern Falle dem Objektiv angehören. Da die Nicolschen Prismen im allgemeinen zwischen Kork gefaßt sind, welcher bei Veränderung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft, der Temperatur, sowie schließlich von selbst durch allmähliches Austrocknen stark sein Volumen ändert, so wird man die Kontrolle der Orientierung der Nicolschen Prismen öfters wiederholen müssen, und vor allem ist sie jedesmal anzuraten, bevor man eine besonders genaue Messung der Schwingungsrichtungen eines Kristalls ausführen will.

III. Die Beobachtungen im gewöhnlichen Licht.

Als gewöhnliches Licht bezeichnet man das nicht polarisierte. Die hier in Frage kommenden Beobachtungen können daher ohne Anwendung der Nicolschen Prismen ausgeführt werden. Im gewöhnlichen Licht kann man folgende Eigenschaften studieren:

die Lichtbrechung,
Form und Spaltbarkeit,
Größe und Dicke des Objekts,
die Einschlüsse,
die Farbe,
die Erscheinungen im reflektierten Licht.

Die Methoden der Beobachtung der Lichtbrechung. Die erste und wichtigste Beobachtung, welche wir bei der einfachsten Zusammenstellung des Mikroskops zu machen im stande sind, ist diejenige der Lichtbrechung.

Ein Lichtstrahl, welcher in schiefer Richtung aus einem Medium in ein anderes übergeht, wird aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt, er wird gebrochen, da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in verschiedenen Medien im allgemeinen verschieden ist. Es gilt dabei das Gesetz $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v}{v'}$ (Fig. 37), wobei i der Winkel des einfallenden Strahls gegen das Einfallslot, r derjenige des gebrochenen ist, während v und v' die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichtes in den beiden Medien darstellen. Aus dieser Formel folgt, daß der Lichtstrahl beim Übergang aus einem Medium mit größerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit (v) in ein solches mit geringerer (v') dem Einfallslot zugebrochen wird, da dann $r < i$ ist. Setzt man in obiger Gleichung für das erste Medium die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft $v = 1$, so ergibt sich der Brechungsexponent n des

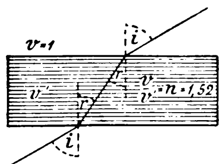


Fig. 37
Brechung des Lichtes.

zweiten Mediums bezogen auf Luft $n = \frac{1}{v'} = \frac{\sin i}{\sin r}$, oder Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Lichtbrechung stehen in reziprokem Verhältnis.

Tritt der Lichtstrahl umgekehrt aus einem Medium mit geringerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit (v') in dasjenige mit größerer (v) über, so wird der Winkel des gebrochenen Strahls mit dem Einfallslot größer sein als der des einfallenden: der Strahl wird vom Einfallslot weggebrochen. Für einen bestimmten Einfallswinkel i wird dann $r = 90^0$ sein, d. h. das unter diesem oder einem noch größeren Winkel auf die Grenze auftreffende Licht dringt in den zweiten Körper nicht mehr ein, es wird totalreflektiert. Der Einfallswinkel i, für welchen $v = 90^0$ ist, heißt der Grenzwinkel der Totalreflexion; derselbe ist um so kleiner, je größer der Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den beiden Medien ist, z. B. für Glas ($n = 1{,}5$) $40^0\ 45'$, für Diamant ($n = 2{,}4$) $23^0\ 45'$ an der Grenze gegen Luft.

Fällt endlich ein Strahl senkrecht auf die Grenze zweier verschiedener Medien, so ist $\sin i = 0$, infolgedessen muß auch $\sin r = 0$ sein, d. h. senkrecht auffallendes Licht wird im normalen Falle zwar eine Änderung seiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit, aber keine Ablenkung erfahren.

Beobachtet man freiliegende Kristalle mittels des Mikroskops, so werden nur diejenigen Teile derselben klar durchsichtig erscheinen, welche von glatten parallelen Flächen begrenzt sind, die wenigstens annähernd senkrecht zur Achse des Mikroskops liegen, denn nur in diesem Falle erleiden die durchgehenden Strahlen keine oder nur sehr geringe Ablenkung; ist die Neigung der Flächen dagegen bedeutend, so tritt an der Grenze zwischen Kristall und Luft Totalreflexion des Lichtes ein: solche Partien erscheinen dann dunkel. Sind die Flächen der Kristalle uneben, oder handelt es sich um nicht polierte Platten von Kristallen, wie sie z. B. die Dünnschliffe darstellen, so werden dieselben mehr oder minder getrübt erscheinen, da bei der Unebenheit der Begrenzungsflächen nur ein Bruchteil derselben das Licht ungebrochen hindurchläßt, während die Randflächen der Vertiefungen und Erhöhungen infolge ihrer schiefen Lage (vgl. Fig. 34, S. 23) an zahlreichen Stellen eine Ablenkung resp. Totalreflexion des Lichtes hervorbringen.

Legt man ein von rauhen Flächen begrenztes Präparat in einen Tropfen Wasser ($n = 1{,}33$) und deckt dasselbe mit einem

Deckglas zu, so wird zwar im allgemeinen die Rauheit des Aussehens nicht verschwinden, die Durchsichtigkeit aber um vieles erhöht werden, da jetzt der Unterschied in der Lichtbrechung zwischen dem Kristall und dem ihn umgebenden Medium geringer, der Grenzwinkel der Totalreflexion daher größer ist. Nimmt man eine Flüssigkeit mit höherer Lichtbrechung, so wird man das rauhe Aussehen um so mehr verschwinden sehen, je näher sich die Lichtbrechung der Flüssigkeit und diejenige der untersuchten Substanz stehen. Bei vollständig gleicher Lichtbrechung beider Medien erscheint die Platte wie poliert, die unebenen Flächen vollständig eben, und wenn man Flüssigkeiten von noch höherer Lichtbrechung verwendet, tritt mehr und mehr wieder die Unebenheit der Oberfläche hervor. Auch die Umgrenzung des Kristalls, seine Umrisse, welche in unbedecktem Zustand kräftig hervortreten, verschwinden um so mehr, je näher der Brechungsexponent der umhüllenden Flüssigkeit demjenigen des Kristalls kommt, bis dieselben bei vollständiger Übereinstimmung ganz unsichtbar sind — vorausgesetzt, daß der Kristall farblos ist —, um bei Anwendung noch stärker lichtbrechender Flüssigkeiten wieder hervorzutreten.

In zahlreichen Fällen ist die beste Methode zur Beobachtung dieser Unterschiede der Lichtbrechung diejenige im parallelen Licht. Weisen dagegen die Strahlen, welche ein Präparat durchsetzen, gegeneinander eine bedeutende Konvergenz auf, so werden auch auf jedes Flächenelement der unebenen Begrenzung Strahlen von sehr verschiedener Richtung einwirken. Es gehen dann an allen Teilen des Präparates einzelne Teile des Strahlenbündels hindurch, und die ungleiche Beleuchtung und infolgedessen das rauhe Aussehen der Oberfläche treten viel weniger hervor. Da in diesen durch die Lichtbrechung bedingten Verhältnissen eines der wichtigsten Hilfsmittel bei der mikroskopischen Bestimmung gegeben ist, pflegt man die Dünnschliffe nicht zu polieren, und man wird, um diese Unterschiede möglichst deutlich hervortreten zu lassen, stets die Beobachtung in annähernd parallelem Lichte beginnen.

Der Beleuchtungsapparat des Mikroskops liefert an sich mehr oder minder konvergente Lichtstrahlen, man muß zur Beobachtung der Lichtbrechung aus denselben möglichst genau parallele Strahlenbündel isolieren. Die Einengung des Beleuchtungskegels wird meistens durch eine nicht allzu nahe unterhalb des Beleuchtungs-

apparates befindliche Irisblende (*J* in Fig. 38) erreicht, durch welche diejenigen Lichtstrahlen abgeblendet werden, welche die äußeren Ränder der Linsen durchsetzen. Das durch den mittleren Teil des Beleuchtungsapparates hindurchgehende Licht ist, wie Fig. 38 zeigt, nur sehr wenig konvergent. Dieser im allgemeinen für unentbehrlich gehaltene Apparat kann in seiner vollen Wirkungsweise, ja noch vollkommener, ersetzt werden durch eine vertikale Verschiebung des ganzen Beleuchtungsapparates, wie dies Fig. 39 erkennen läßt. Wenn man den Beleuchtungsapparat in seiner Fassung versenkt, so werden die äußeren Teile des Strahlenbündels von dieser aufgenommen, und nur wenig in ihrer Richtung voneinander abweichende Strahlen durchsetzen das Präparat. Für beide Methoden erscheint es zweckmäßig, ein möglichst starkes Beleuchtungssystem zu verwenden. Wem also kein Mikroskop mit einem Abbeschen Beleuchtungsapparat zur Verfügung steht, der wird, im Gegensatz zu den gewöhnlich gegebenen Vorschriften, zu all diesen Untersuchungen den Kondensor einschieben, soweit nicht die Ausdehnung des Sehfeldes selbst dadurch beschränkt wird; dies ist aber nur bei den allerschwächsten Objektiven der Fall. Es werden daher zweckmäßig alle Beobachtungen im Mikroskop bei eingelegtem Kondensor ausgeführt, den man nur dann entfernt, wenn man zu den schwächsten Vergrößerungen übergeht.

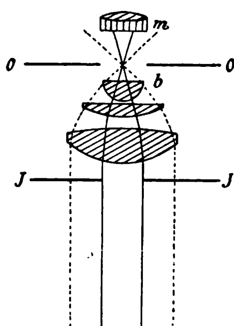


Fig. 38.

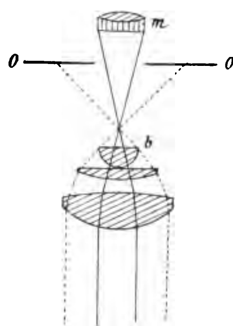


Fig. 39.

Einengung des Beleuchtungskegels durch Irisblende; Senken des Beleuchtungsapparates

Die Messung der Brechungsexponenten. Nach dieser Methode kann man sowohl den Unterschied zweier aneinandergrenzender Mineralkörner im Dünnschliff bestimmen als auch an isolierten Kristallen oder Bruchstücken von solchen eine genaue Messung der Lichtbrechung ausführen, wenn man diese innerhalb von Flüssigkeiten von bekannten Brechungsexponenten eingebettet beobachtet. Man stellt zu diesem Zweck eine Reihe von Flüssigkeiten, die sog. Indikatoren, zusammen, von welchen jede eine um 0,01—0,02 höhere Lichtbrechung hat als die vorausgehende. Eine derartige, verhältnismäßig leicht kontrollierbare Skala gibt z. B. eine Reihe verschieden konzentrierter

Tabelle der Brechungsexponenten der Kaliumquecksilberjodidlösung.

S	nD
3,2	1,733
3,1	1,715
3,0	1,696
2,9	1,677
2,8	1,658
2,7	1,640
2,6	1,621
2,5	1,602
2,4	1,583
2,3	1,565
2,2	1,546
2,1	1,527
2,0	1,509
1,9	1,491
1,8	1,473
1,7	1,455
1,6	1,437
1,5	1,419

S = spez. Gew.; nD Brechungsexponent für die *Na*-Linie.

Lösungen von Kaliumquecksilberjodid in Wasser, deren Lichtbrechung unter Zuhilfenahme der nebenstehenden Tabelle direkt aus dem spezifischen Gewicht abgeleitet werden kann. Doch haben diese Indikatoren den Nachteil, daß während des Arbeitens durch Verdunsten des Wassers Änderungen in der Lichtbrechung eintreten. Man verwendet deshalb besser einheitliche Flüssigkeiten von bestimmter chemischer Zusammensetzung, wie sie z. B. folgende Zusammenstellung nach Schröder van der Kolk zeigt.

Wasser 1,33	Anisöl 1,56
Äthyläther 1,36	Bromoform 1,59
Amylalkohol 1,40	Anilin 1,60
Chloroform 1,45	Schwefelkohlenstoff 1,63
Olivenöl 1,47	α-Monochlornaphthalin 1,64
Ricinusöl 1,49	α-Monobromnaphthalin 1,66
Benzol 1,50	Kleinsche Lösung 1,70
Zedernöl 1,52	Thouletsche Lösung 1,73
Nelkenöl 1,54	Jodmethylen 1,76.

Feinere Abstufungen lassen sich dann wieder durch Vermischen einzelner dieser Indikatoren erreichen, und man fährt so lange fort, bis man eine Mischung gefunden hat, in welcher der Kristall möglichst vollkommen verschwindet. Ein völliges Verschwinden ist häufig im weißen Licht nicht zu erreichen wegen der Unterschiede der Dispersion zwischen Kristall und Flüssigkeit, so daß man dann zweckmäßiger im monochromatischen Licht arbeitet. Hat man schließlich die richtige Mischung gefunden, so ist es das allerbeste, den Brechungsexponenten derselben mit dem Totalreflektometer von Bertrand zu messen, welches eine sehr exakte, momentane Bestimmung der Lichtbrechung an einem einzigen Tropfen der betreffenden Flüssigkeit gestattet.

Bei dieser Einbettungsmethode verwendet man mit besonderem Nutzen schiefe Beleuchtung zur Beobachtung der feinsten Unterschiede der Lichtbrechung. Man bringt die schiefe Beleuchtung hervor, indem man entweder den Spiegel des Mikroskops schief stellt, oder zwischen Spiegel und Beleuchtungsapparat einseitig ein Blatt schwarzen Kartons einführt. Bei größeren Modellen ist wohl auch die Irisblende horizontal beweglich, oder es befindet sich am Polarisator ein Schieber, mittels dessen man Blenden exzentrisch einführen kann. Bei der schiefen Beleuchtung beobachtet man den einen Rand des in der Flüssigkeit eingebetteten Kristalls stark verdunkelt und zwar erscheint diese Verdunklung auf derselben Seite, auf welcher die Blende eingeschoben wurde, wenn der Kristall stärker lichtbrechend ist als die Flüssigkeit, auf der entgegengesetzten bei schwächerer Lichtbrechung.

Die schiefe Beleuchtung kann man auch erreichen, wenn man die seitliche Abblendung oberhalb des Okulars vornimmt. Hiezu dient das Exnersche Mikrorefraktometer, eine auf das Okular zu setzende Hülse, welche im Brennpunkt desselben ein Diaphragma trägt, das durch einen beweglichen Schieber von der Seite her geschlossen werden kann.

Endlich leisten für die Beobachtung der Unterschiede der Lichtbrechung auch die Zentrumsblenden gute Dienste, welche die Beleuchtung der Objekte mit den stark divergierenden Randstrahlen des Beleuchtungsapparates bezwecken. Dieselben können gleichfalls in Schiebevorrichtungen im Polarisator angebracht sein, müssen aber für den Öffnungswinkel des Beobachtungssystems abgestuft werden. Besonders bei der Untersuchung winzigster Objekte, beim Studium von Einschlüssen etc. ist diese Methode empfehlenswert.

Eine genaue Methode der Bestimmung der Brechungsexponenten mikroskopischer Objekte wurde von C. Klein in Vorschlag gebracht, durch eine Verbindung des Abbeschen Totalreflektometers mit dem Mikroskop. Es können nach dieser Methode alle Brechungsexponenten an einem beliebig orientierten mikroskopischen Durchschnitt eines Minerals bestimmt werden, zu welchem Zweck der den betreffenden Durchschnitt umgebende Teil des Präparates mit schwarzem Lack abgeblendet werden muß. Selbst bei verhältnismäßig kleinen Individuen erhält man so noch recht gute Resultate. Die Methoden der Einstellung und Beobachtung sind dieselben wie an dem Abbeschen Totalreflektometer selbst; es soll daher hier nicht weiter darauf eingegangen werden. Hervorgehoben soll nur werden, daß der Fuß, welcher die Halbkugel des Abbeschen Apparates trägt, durchbohrt, die Halbkugel selbst über der Durchbohrung plan abgeschliffen ist, um die zur Untersuchung gelangenden Präparate mittels des Mikroskops im durchfallenden, gewöhnlichen oder polarisierten Licht untersuchen zu können. Doch hat sich dieser verhältnismäßig komplizierte Apparat, welcher mit bedeutenden Kosten verbunden ist, wenig Eingang verschafft.

Etwas einfacher ist das von Wallerant konstruierte Totalreflektometer, welches an jedem Mikroskop angebracht werden kann. Es besteht aus einem Aufsatz auf dem Objekttisch, welcher ein Prisma von stark brechendem Glas trägt, das parallel zu seiner brechenden Kante sowohl in Verbindung mit einer Alhidade (Ablesung bis 2′) als auch für sich allein um eine horizontale Achse gedreht werden kann. Die Kante selbst ist parallel zu der Basis des Prismas abgeschliffen, damit man mittels des Mikroskops durch den ganzen Apparat hindurchblicken kann. Der möglichst fein polierte Dünnschliff wird (natürlich unbedeckt) unter Zuhilfenahme eines Tropfens Methylenjodid mit zwei Klammern auf der Basis des Prismas festgedrückt und seine Auslöschungsrichtung im durchfallenden Lichte bestimmt. Nun dreht man das Prisma so weit, bis das durch eine Seitenfläche einfallende, durch eine Linse konvergent gemachte Licht eines Auerbrenners, von dem Mineral reflektiert, durch die zweite Seitenfläche des Prismas austretend, in die Achse des Mikroskops kommt. Hierauf zentriert man das Objekt möglichst genau, stellt nach der vorher gemachten Auslöschungsbestimmung die Schwingungsrichtungen des Kristalls ein und dreht, bis die Verteilung von Licht und Schatten den Grenzwinkel der Totalreflexion anzeigt. Darauf zieht man eine im Tubus befindliche Irisblende so weit zu, daß nur noch der zu untersuchende Durchschnitt sichtbar ist, und vertauscht das Okular mit einem Fernrohr, welches ein Spektroskop trägt, das die gelben Strahlen aus dem weißen Licht isoliert. Jetzt stellt man die Grenzen der Totalreflexion mittels eines im Fernrohr angebrachten Fadenkreuzes ein und liest ab. Hierauf beleuchtet man dieses letztere durch seitwärts einfallendes Licht

mittels eines total reflektierenden Prismas. Man dreht nun das den Schliff tragende Prisma mit der Alhidade so lange, bis das von dessen Basis reflektierte Bild des Fadenkreuzes mit diesem selbst zusammenfällt. Hierauf macht man die zweite Ablesung und findet so den Winkel der totalen Reflexion.

Die sog. „Aufhellungsflüssigkeiten", welche in der organischen Mikroskopie so vielfach angewandt werden, gehen gleichfalls von dem Prinzip der Kompensation der Lichtbrechung aus. Die Präparate von Kristallen und Gesteinen werden im allgemeinen in Kanadabalsam eingebettet, dessen Lichtbrechung je nach der Verdünnung zwischen 1,53 bis 1,545 schwanken kann, und der in den meisten Fällen die Vergleichsflüssigkeit abgibt. Der Kanadabalsam eignet sich hierzu besonders deshalb, weil er, in frischem Zustand leichtflüssig, durch leichtes Erwärmen in einen klar durchsichtigen, fast farblosen, fest haftenden Kitt übergeführt wird, welcher nicht (oder wenigstens nur in sehr geringem Maße), wie dies bei andern Harzen gewöhnlich der Fall ist, beim Erkalten doppelbrechend wird. Auch Lösungen von verhärtetem Kanadabalsam in Benzol, Xylol usw. werden gern angewandt, zumal wenn es sich um Substanzen handelt, welche man nicht erwärmen darf. Die Lichtbrechung ist dann entsprechend der Verdünnung etwas geringer. Ein Nachteil für den Chemiker ist die außerordentlich große Lösungsfähigkeit des Kanadabalsams (welche unter Umständen durch Zusatz von Benzol usw. erhöht wird) nicht nur für organische Verbindungen, sondern auch für zahlreiche anorganische Salze.

Die Unterschiede der Lichtbrechung unter dem Mikroskop. Da das völlige Verschwinden eines Kristalls in einer Flüssigkeit nur dann zu beobachten ist, wenn die Brechungsexponenten beider sehr annähernd gleich sind, bei größerer oder geringerer Lichtbrechung aber der Kristall in gleicher Weise von der Umgebung sich abhebt, wird man zunächst im Zweifel sein, ob das Hervortreten desselben der einen oder der andern Ursache zuzuschreiben ist. Die Entscheidung ist indes sehr einfach: man verwendet entweder die schiefe Beleuchtung (S. 36) oder engt den Beleuchtungskegel so stark ein, daß die Grenze des Kristalls gegen die Flüssigkeit oder die Grenze zweier Kristalle als scharfe Linie erscheint, und hebt nun den Tubus mittels des Triebes in die Höhe. Es tritt dann ein deutlich erkennbarer Lichtschein parallel zu der Grenze der beiden verschieden lichtbrechenden Medien auf, welcher sich beim Heben des Tubus gegen die stärker lichtbrechende Substanz verschiebt, während das schwächer lichtbrechende Objekt dunkel umrandet erscheint. Beim Senken des Tubus sieht man infolge der Bildumdrehung die entgegengesetzte Erscheinung.

In Fig. 40 sind Kristalle von Baryumnitrat ($n = 1{,}57$) in Kanadabalsam bei gehobenem Tubus abgebildet: deutlich erkennbar ist das lichte Band inner-

halb der Umgrenzung. Das Entgegengesetzte ist der Fall bei den in Fig. 41 abgebildeten Tetraëdern von essigsaurem Uranylnatrium, welche





Fig. 40. Stärker | Fig. 41. Schwächer
lichtbrechende Kristalle in Kanadabalsam bei gehobenem Tubus.

schwächer lichtbrechend sind als der umhüllende Kanadabalsam und daher beim Heben des Tubus einen scharfen, hellen Rand außerhalb, einen dunkeln innerhalb der Kristalle erkennen lassen.

Diese Erscheinung erklärt sich folgendermaßen. An der Grenze zweier verschieden stark lichtbrechender Substanzen (Fig. 42) werden sämtliche Strahlen, welche der Beleuchtungsapparat liefert, unter welchem Winkel sie auch auf die Grenze der beiden auffallen, aus der schwächer lichtbrechenden Substanz links in die stärker lichtbrechende rechts übersetzen. Umgekehrt aber wird nur ein Teil der Strahlen aus der stärker lichtbrechenden Substanz in die schwächer brechende hinübergehen, indem innerhalb eines bestimmten Winkels β Totalreflexion des Lichtes eintritt. Dieser Winkel aber ist abhängig von dem Verhältnis der Lichtbrechung der beiden Körper, und um so größer, je größer der Unterschied derselben ist.

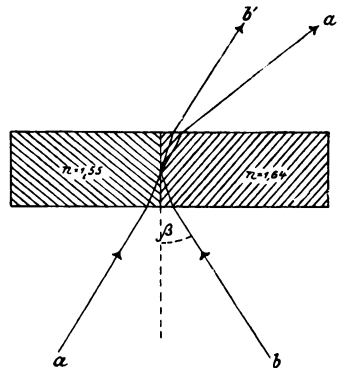


Fig. 42. Strahlengang an der Grenze verschieden lichtbrechender Medien.

Engen wir nun den Beleuchtungskegel so weit ein, daß nur noch Strahlen vorhanden sind, deren Schiefe innerhalb des Winkels β fällt, so ist klar, daß die Grenze sich in der Weise darstellt, daß

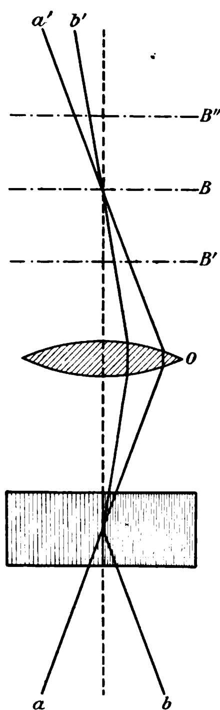


Fig. 43. Beobachtung bei stark eingeengtem Beleuchtungskegel.

auf seiten der stärker lichtbrechenden Substanz, wo sich das durch die Grenze hindurchgegangene zu dem total reflektierten Lichte addiert, eine stark erhellte Zone, auf der andern Seite, wo kein Licht hindurchgeht, eine ebenso kräftige Verdunklung eintritt. Fig. 43 zeigt die in Betracht kommenden Erscheinungen bei der mikroskopischen Beobachtung in schematischer Weise. Bei Einstellung des Okulars auf die Bildebene *B* erscheint die Grenze der beiden Substanzen als scharfe Linie. Heben wir nun den Tubus und damit das Objektiv *O*, so wird dadurch die Bildebene des Okulars gesenkt, sie tritt nach *B'*, und wir beobachten die Verstärkung des Lichtes auf seiten der stärker lichtbrechenden Substanz. Senken wir aber den Tubus, so heben wir damit die Bildebene etwa nach *B''*. Fig. 43 ergibt klar, daß nun die Konzentration des Lichtes auf der Seite des schwächer lichtbrechenden Körpers ist. Als allgemeine Regel für das Gedächtnis gilt: Beim Heben des Tubus schreitet die helle Zone gegen die stärker lichtbrechende Substanz fort.

Die Erscheinungen, wie sie sich den gewöhnlich in Kanadabalsam eingebetteten Dünnschliffen darstellen, zeigen Fig. 44—46.

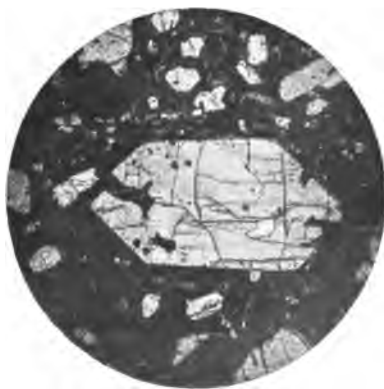


Fig. 44. Stark



Fig. 45. Mittel

lichtbrechendes Mineral in Kanadabalsam.

Hat ein Mineral (Quarz, $n = 1{,}54$, in Fig. 45) annähernd dieselbe Lichtbrechung wie Kanadabalsam, so wird die in Fig. 34, S. 23 dargestellte Unebenheit der Oberfläche auch dann nicht oder kaum andeutungsweise zur Beobachtung kommen, wenn man sehr annähernd paralleles Licht durch das Präparat sendet. Es werden Durchschnitte solcher farbloser Mineralien auch dann kaum sichtbar, wenn man den Beleuchtungsapparat vollständig senkt. Anders ist es bei Fig. 44 (Olivin, $n = 1{,}68$) und Fig. 46 (Hauyn, $n = 1{,}48$), bei welchen sich der Brechungsexponent des Minerals nach oben resp. nach unten beträchtlich von jenem des Kanadabalsams ($n = 1{,}545$) entfernt. Die Unebenheiten der Oberfläche sind nun durch ein optisch nicht gleichwertiges Medium ausgefüllt und treten daher bei gesenktem Beleuchtungsapparat deutlich hervor, da an den verschiedenen zum Strahlengang geneigten Flächenelementen der Unebenheiten der Oberfläche die parallelen Lichtstrahlen verschiedene Ablenkung und stellenweise Totalreflexion erfahren. Der Erfolg ist das rauhe „chagrinöse“ Aussehen der betreffenden Durchschnitte. Da nun die Unebenheiten um so leichter hervortreten, je größer der Unterschied der Lichtbrechung zwischen Mineral und Kanadabalsam ist, hat man in dem Betrag der Senkung des Beleuchtungsapparates oder in der Öffnung der Irisblende, welche gerade hinreicht, um diese Unterschiede zu zeigen, ein treffliches Mittel zur approximativen Bestimmung der Lichtbrechung der Mineralien im Dünnschliffe, wobei allerdings darauf zu achten ist, daß die Schliffe gleich sorgfältig fein geschliffen sind, da sonst an sich große Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit vorhanden sind.



Fig. 46. Schwach lichtbrechendes Mineral in Kanadabalsam.

Sollen nicht Dünnschliffe, sondern isolierte Kristalle untersucht werden, so wird die Unebenheit der Flächen nur selten eine Rolle spielen; die Beobachtung der Kristallform aber ist im gewöhnlichen Licht nur dann gut ausführbar, wenn zwischen der Lichtbrechung des Kristalls und des umgebenden Mediums bedeutendere Unterschiede vorhanden sind, die sich in einem plastischen Hervor-

treten des Kristalls bei eingeengtem Beleuchtungskegel zu erkennen geben.

Betrachtet man z. B. einen isolierten Quarzkristall, welcher in Kanadabalsam eingebettet ist, so wird man infolge der nahen Übereinstimmung der Lichtbrechung beider die Form im gewöhnlichen Lichte nicht oder doch wenigstens nur ganz undeutlich, und auch das erst bei völlig eingeengtem Beleuchtungskegel erkennen. Legt man den Kristall aber in Wasser oder in Bromnaphthalin, so wird seine Form deutlich und schon bei viel weniger eingeengter Beleuchtung hervortreten.

Die Bestimmung von Form und Spaltbarkeit. Um die Form von Kristallen noch plastischer hervortreten zu lassen, und besonders zur Untersuchung der meist sehr wenig tiefen Ätzfiguren eignen sich die stereoskopischen Mikroskope, welche die Objekte als Körper zu beobachten gestatten. Die Plastizität, welche zumal mit den Binokularmikroskopen von Zeiss erreicht wird, erleichtert die Entzifferung mikroskopischer Kristalle in höchstem Maße. Das in Fig. 47 abgebildete Modell dieser Firma nach dem Grenoughschen Prinzip hat infolge der bildumdrehenden Prismen im Tubus noch den Vorteil, das Bild des Kristalls in seiner wahren Lage zu geben. Die Beobachtung mittels zweier



Fig. 47. Binokularmikroskop nach Grenough, von C. Zeiss in Jena.

in die Achse der beiden Beobachtungsrohre gestellten Objektive macht allerdings die Verwendung starker Objektive unmöglich; allein auch sonstige Vorrichtungen zum stereoskopischen Sehen am Mikroskop, wie die Doppelokulare oder Stereoskopokulare, welche an dem einfachen Mikroskop angebracht werden, liefern nur bei Anwendung schwacher Systeme gute Resultate, ohne gleichzeitig vollkommen die plastische Wirkung des binokularen Mikroskops zu erreichen. Indes ist die Wichtigkeit des stereoskopischen Sehens doch auf eine geringe Anzahl von Fällen beschränkt, und das binokulare Mikroskop ist nicht im stande, im allgemeinen das Polarisationsmikroskop zu ersetzen.

Die Beobachtung der Form und deren möglichst genaue Skizzierung (vgl. die Methode der Kristallskizzierung am Schlusse dieses Buches) ist eine der zunächst folgenden Forderungen bei der mikroskopischen Kristallbestimmung. Man darf sich dabei aber nicht auf die Bestimmung der Umrisse beschränken, sondern muß sich bemühen, die körperliche Beschaffenheit des Kristalls möglichst gut zu entziffern. Ohne ein solches Eingehen in die Form wird man häufig zu durchaus falschen Schlüssen gelangen, da die Kantenwinkel infolge der unregelmäßigen Lage eines Kristalls im Präparat häufig stark verzerrt erscheinen und so ein falsches Bild von seinen Symmetrieverhältnissen hervorbringen.

Mit der Bestimmung der Kristallform Hand in Hand wird die Messung charakteristischer Winkel gehen, wobei aber nur solche Winkel zu berücksichtigen sind, welche von Kanten gebildet werden, die genau in der Ebene des Objekttisches liegen, oder von Flächen, welche senkrecht zu dieser Richtung sind.

Man stellt zunächst einen Schenkel des zu untersuchenden Winkels parallel zu einem Faden des Fadenkreuzes und liest an der Marke des drehbaren Objekttisches die Zahl der Grade ab, dreht dann, bis die andere Kante demselben Faden parallel ist, und hat nach wiederholter Ablesung in der Differenz die Größe des gesuchten Winkels. Die Parallelstellung einer Kante wird sich natürlich um so vollkommener ausführen lassen, je länger und gerader die Kante selbst und je aplanatischer das Beobachtungssystem des Mikroskops ist; auch erscheint es besser, bei einer solchen Messung die Kante nicht genau mit dem Faden zur Koïnzidenz zu bringen, sondern einen kleinen Zwischenraum zwischen Kante und Faden zu lassen, da so eine Parallelstellung viel exakter ausgeführt werden kann. Doch wird selbst in den günstigsten Fällen eine Ablesung ganzer und eine Schätzung von Viertelsgraden bei der Unvollkommenheit der Einstellung vollkommen genügen.

Zur genauen Messung der ebenen Winkel, namentlich sehr kleiner Kristalle benutzt man mit Vorteil das Leesonsche Prisma, ein achromatisiertes

Quarzprisma, welches auf das Okular aufgesetzt wird und das in einer geteilten Fassung drehbar ist. Durch dasselbe sieht man zwei sich teilweise überlagernde Bilder des Objektes (Fig. 48 a). Man dreht zunächst das Prisma, bis die eine Kante des zu messenden Winkels in beiden Bildern in eine Gerade fällt (Fig. 48 b), liest auf der Teilung des Prismas ab und verfährt mit der andern Kante ebenso (Fig. 48 c). Gleichfalls genauere Resultate als mit dem einfachen Fadenkreuz erhält man, wenn man an dessen Stelle in die Brennebene des Okulars ein Glasplättchen einsetzt, das ein System feiner paralleler Linien eingeritzt trägt, welche in der Mitte von einer dazu senkrechten Linie geschnitten werden. Der Mittelstrich des Systems paralleler Linien ist etwas hervorgehoben, so daß man das Objekt leicht zentrieren kann, und nun bringt man die zu messenden Kanten nacheinander in Parallelstellung zu dem Strichsystem. Daß bei diesen Messungen die Mikroskope mit drehbarem Tubus die besten Dienste leisten, liegt auf der Hand.



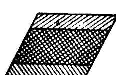


Fig. 48 a. Fig. 48 b. Fig. 48 c.
Winkelmessung mit Leesons Prisma.

Endlich ist hier das Okulargoniometer zu erwähnen, ein Okular, in welchem der eine Faden des Fadenkreuzes gegen den andern gedreht werden kann; den Betrag der Drehung liest man auf einer Kreisteilung ab. Man stellt den beweglichen Faden nacheinander parallel zu den Schenkeln des zu messenden Winkels und hat dabei den Vorteil, daß man das Präparat nicht zu bewegen braucht. An den Instrumenten mit gleichzeitig drehbaren Nicols bewegt sich mit der Umdrehung dieser auch das Fadenkreuz gegen das Objekt, so daß man hier die Vorteile des Okulargoniometers an und für sich hat.

Auch eigentliche reflexionsgoniometrische Messungen lassen sich mittels des Mikroskops ausführen, wenn man entweder die im Anhang zu besprechenden Drehapparate oder ein kleines Reflexionsgoniometer mit demselben in Verbindung bringt. Doch führen diese mikroskopisch-goniometrischen Messungen nur bei ziemlicher Übung zu guten Resultaten. Will man bei solchen Untersuchungen das Mikroskop selbst zur Beobachtung der Reflexe der Flächen benutzen, so bedient man sich zweckmäßig der Gaußschen Spiegelvorrichtung. Dieselbe besteht aus einem schief auf das Okular aufsetzbaren schwarzen Spiegel und einem unter dem Objektiv befindlichen geschwärzten Strichkreuz. Nachdem man dann die Fläche annähernd senkrecht zur Achse des Mikroskops gestellt hat, senkt man den Tubus um die Hälfte des Fokalabstandes des Objektivs und beobachtet das Spiegelbild des Strichkreuzes im Okular. Wenn die Fläche genau eingestellt ist, deckt sich dieses mit dem Fadenkreuz. Indes kann diese Vorrichtung nur in Verbindung mit den schwächsten Objektiven gebraucht werden.

Die Form der Kristalle, welche im Mikroskop untersucht werden, ist sehr häufig, zumal bei rasch erhaltenen Kristallisationen, in der mannigfaltigsten Weise verzerrt, so daß infolge der ungleichmäßigen Ausbildung gleichwertiger Flächen das Bild des Kristalls nur schwer zu entziffern ist. Da aber in solchen Fällen stets die Kantenwinkel konstant sind, hat man in der Messung derselben ein Hilfsmittel an der Hand, die zusammengehörigen Flächen zu finden und die Symmetrie eines solchen Kristalls zu erkennen. Fig. 49 stellt den

Durchschnitt eines verzerrten Kristalls dar, welcher auf den ersten Anblick ganz unsymmetrisch erscheint. Eine Messung der ebenen Winkel zeigt, daß ∡ *bc* und *b'c'* gleich ungefähr 90° sind, während die übrigen vier Winkel wieder unter sich gleich sind; man hat es also vermutlich mit einem rhombischen Kristall zu tun, an welchem die Flächen des Prismas *bc*, *b'c'* in sehr verschiedener Größe zur Ausbildung gekommen sind.

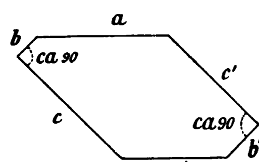
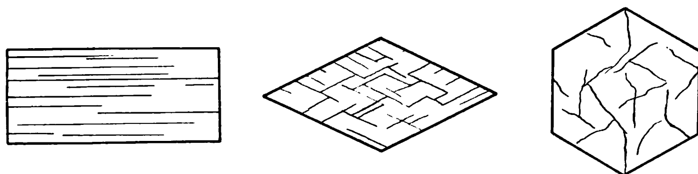


Fig. 49.
Verzerrter Kristall.

Rasche Kristallisation führt in zahlreichen Fällen zu einem lückenhaften Wachstum, wobei von mehr oder minder regelmäßigen Formen begrenzte Vertiefungen auf den Flächen der Kristalle auftreten, deren Wachstum an den Kanten rascher als inmitten der Flächen vor sich gegangen ist. Diese Unregelmäßigkeiten leiten hinüber zu den Kristallskeletten, welche in den mannigfaltigsten und zierlichsten Formen ausgebildet sein können. Die sternförmigen Skelette des Schnees, die Eisblumen usw. bilden die bekanntesten derartigen Wachstumsformen. Die Skelette führen endlich zu spießigen, haar-, stabförmigen etc. winzigsten Gebilden, deren Zugehörigkeit zu Kristallen nicht mehr sicher festgestellt werden kann, und die man als Kristalliten bezeichnet.

Die Mineralien, welche wir in den Dünnschliffen beobachten, zeigen sehr häufig mehr oder minder regelmäßige Risse, welche auf eine Spaltbarkeit hinweisen. In manchen Fällen beobachtet man einzelne, scharf und gerade durch den ganzen Durchschnitt hindurchgehende Risse (Glimmer, Fig. 50): die Spaltbarkeit ist vollkommen, selbst wenn die Zahl der Risse nur gering ist; oder die Risse sind absetzend (Hornblende, Fig. 51): die Spaltbarkeit ist eine deutliche; oder aber es sind mehr oder minder krumme Sprünge, welche in der Hauptsache bestimmten Richtungen folgen (Granat, Fig. 52): dann bezeichnet man die Spalt-


Fig. 50—52. Vollkommene deutliche undeutliche Spaltbarkeit.

barkeit als undeutlich. Es können dann wiederum verschiedene Systeme gleichwertiger oder verschiedenwertiger Spaltrichtungen vorhanden sein, die charakteristische Winkel einschließen, welche durch Messung bestimmt werden. Doch wird der Messung des Spaltungswinkels im Dünnschliff im allgemeinen eine viel größere

Wichtigkeit zugeschrieben, als ihr tatsächlich zukommt, da bei der beliebigen Orientierung, welche die einzelnen Durchschnitte besitzen, die Größe dieses Winkels in hohem Maße von der Richtung abhängig ist, in welcher der Kristall getroffen wurde. Man wird sich jedenfalls durch Heben und Senken des Tubus davon überzeugen müssen, daß die Spaltrisse den Schliff möglichst senkrecht durchsetzen.

Auch die Untersuchung von Spaltstückchen gesteinsbildender Mineralien liefert öfters sehr charakteristische Resultate, so daß sie manchmal zur raschen Orientierung oder aber auch zur Ergänzung der Beobachtungen im Dünnschliff sehr empfehlenswert ist.

Bei isolierten Kristallen beobachtet man Spaltrisse meist nur ganz vereinzelt und gewöhnlich auch nur dann, wenn die Spaltbarkeit sehr vollkommen ist; hin und wieder kann man durch Zerdrücken der Kristalle etc. Spaltstücke hervorbringen, und es bietet dann die Spaltungsgestalt ein viel charakteristischeres Kennzeichen für eine Substanz, als dies bei der Untersuchung von Dünnschliffen der Fall ist. Ähnlich den Spaltrissen können hin und wieder auch Risse nach den sog. Gleitflächen in mikroskopischen Objekten hervortreten, und man hat kein Mittel, um beide Arten von Rissen voneinander zu unterscheiden.

Die Messung von Größe und Dicke. Häufig ist es von Interesse, die Größe eines Objektes kennen zu lernen, die Bestimmung der Dicke kommt in noch zahlreicheren Fällen in Frage. Zu ersterem Zwecke dienen die Mikrometer, welche zum Teil am Objekttisch, zum Teil im Okular angebracht sind. Jene geben die Größe direkt, die von diesen erhaltenen Resultate müssen erst auf das betreffende Objektiv und die Tubuslänge umgerechnet werden. Dagegen werden andernteils die Fehler der Objektmikrometerteilung mit der ganzen Vergrößerung vervielfacht, während für die Okularmikrometer nur die Okularvergrößerung in Frage kommt.

Als Objektmikrometer dient in einigen Fällen auch die Einteilung des sog. Kreuzschlittentisches (Fig. 30, S. 20), an dem eine Teilung der Trommeln der Schrauben noch $^1/_{1000}$ *mm* schätzen lassen sollte; geringe Fehler, wie sie beim Schneiden der Gewinde sich einzustellen pflegen, machen diese Forderung aber illusorisch.

Von einem in das Okular einzulegenden Mikrometer verlangt man nur eine Teilung in $^1/_{10}$ *mm*, die Anforderung an die Ausführung ist viel geringer, und Fehler fallen gleichfalls viel weniger ins Gewicht. Ein solches Okularmikrometer kann nun entweder einfach in die Brennebene des Okulars fest eingelegt werden, oder es kann so an demselben angebracht werden, daß es mittels einer senkrecht zur Achse des Instrumentes wirkenden Schraube in der Brennebene des Okulars verschiebbar ist. In wieder andern Fällen ist die Skala selbst fest, und es verschiebt sich darüber ein an einer Meßtrommel bewegliches Ramsdensches Okular mit einem Indexstrich in seinem Brennpunkt; die Teilung, welche dieser Marke möglichst genähert sein muß, ist auf der oberen ebenen Seite einer Linse angebracht, welche wiederum auf das Objektiv eingestellt ist, so daß durch dieselbe die Exzentrizität des Okulars bei seiner Verschiebung aufgehoben wird.

Zur Bestimmung der Mengenverhältnisse der Mineralien im Dünnschliff kann man sich eines gleichfalls in das Okular einzulegenden Mikrometers bedienen, welches die in Fig. 4 (S. 6) dargestellte Einteilung besitzt.

Die Messung der Dicke eines mikroskopischen Objektes ist im allgemeinen nur möglich, wenn dessen optische Eigenschaften ziemlich genau bekannt sind; bei isolierten Kristallen wird man daher nur sehr selten zum Ziele kommen, etwas häufiger bei Dünnschliffen, in welchen fast stets einzelne Mineralien vorhanden sind, die man kennt und aus deren Interferenzfarben (siehe weiter unten) eine recht genaue Bestimmung der Dicke möglich ist. Mit andern Methoden ist auch im günstigsten Falle die Messung der Dicke sehr wenig zuverlässig.

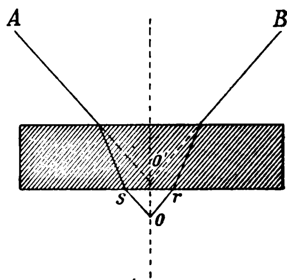


Fig. 53. Methode des Herzogs von Chaulnes.

Eine besonders früher häufig gebrauchte Methode ist diejenige, welche der Herzog von Chaulnes zur Messung der Lichtbrechung vorgeschlagen hat, und die man umgekehrt auch zur Dickenmessung verwenden kann. Stellt man einen Punkt (*o* in Fig. 53) scharf ein und schiebt nun eine planparallele Platte einer durchsichtigen Substanz zwischen denselben und das Objektiv, so wird man, da durch diese die Strahlen *or* bzw. *os* abgelenkt werden,

den Eindruck bekommen, als kämen sie von o' her. Man muß daher das Objektiv mittels der Mikrometerschraube so weit heben, bis die Einstellung auf o' erreicht ist. Die Größe oo' ist bei bekannter Dicke der Platte abhängig von dem Brechungsexponenten derselben; bei bekanntem Brechungsexponenten erhält man ein Maß für ihre Dicke. Die Änderung des Fokalabstandes des Objektivs kann man an der geteilten Trommel der Mikrometerschraube des Mikroskops ablesen.

Diese Methode wird öfter angewandt, doch muß vor einer Überschätzung der Genauigkeit derselben eindringlich gewarnt werden, da große Übung erforderlich ist, um einigermaßen einwandfreie Resultate zu erreichen. Man stellt dann am besten auf kleine Fremdkörper Staubteilchen etc. ein, welche sich zwischen Objekt und Deckglas befinden und senkt den Apparat so weit, daß man dasselbe Signal an der Unterseite des Schliffes gespiegelt sieht. Die Senkung des Objektivs betrage dabei die Größe b, so ist die Dicke des Schliffes $d = \frac{bn}{2}$.

Am genauesten werden die Messungen bei Anwendung starker Vergrößerungen, weil die Größe der Verschiebung des vom Objektiv entworfenen reellen Bildes mit Zunahme der Vergrößerung wächst. Das Bild des anvisierten Punktes muß genau in die Ebene des Fadenkreuzes gebracht werden, und die richtige Einstellung wird dadurch erkannt, daß bei einer Bewegung des Auges über dem Okular Bild und Fadenkreuz sich nicht gegeneinander verschieben.

Um vieles genauer sind die Methoden, welche auf der Beobachtung der Interferenzfarben beruhen, sei es, daß in dem Schliff an sich wohlorientierte Durchschnitte von Mineralien vorhanden sind, aus deren bekannten Brechungsexponenten man ihre Dicke und damit auch die Dicke des Schliffs selbst berechnen kann, sei es, daß man solche Durchschnitte künstlich hinzufügt, indem man z. B. Spaltungsplättchen von Schwerspat auf verschiedenen Seiten neben dem Präparat aufkittet und diese mit dem Schliff selbst dünnschleift. Der hierdurch erhaltene Maßstab besitzt jedenfalls eine ziemliche Annäherung.

Die Einschlüsse. In einzelnen Fällen kann die Beobachtung von Einschlüssen von Wichtigkeit sein, da eine große Anzahl von kristallisierten Körpern, speziell auch von Mineralien, die Fähigkeit hat, große Mengen von fremden Substanzen bei der Kristallisation zu umschließen, oft in solchem Maße, daß der größte Teil eines Kristalls aus solchen Fremdkörpern besteht. Die Einschlüsse erkennt man im gewöhnlichen Licht an den Unterschieden der Lichtbrechung und der Färbung gegenüber von dem umschließenden Kristall.

Es sind zum Teil kristallisierte Substanzen, welche in dieser Weise auftreten, und die nach den gewöhnlichen Methoden bestimmt werden müssen. Außerdem trifft man Einschlüsse von Gasen, Flüssigkeit und Glas, die

für die genetischen Verhältnisse häufig wichtige Anhaltspunkte gewähren. Da die Lichtbrechung der Gase sehr weit unterhalb derjenigen der festen Körper liegt, erscheinen Gaseinschlüsse in kristallisierten Körpern stets stark hervortretend, bei paralleler Beleuchtung umgrenzt von einem einfachen, aber breiten, dunkeln, durch Ablenkung und Totalreflexion hervorgebrachten Rand (Fig. 54); da ferner alle Gase mischbar sind, kann man in Gasblasen nie die Abtrennung verschiedener Zonen beobachten. Bei der Beobachtung von Gaseinschlüssen ist Vorsicht anzuwenden, ob es sich auch tatsächlich um eine Gasblase handelt, welche in dem Objekt selbst und nicht im Kanadabalsam vorhanden ist.

Im Gegensatz dazu erscheinen Flüssigkeits- und Glaseinschlüsse gewöhnlich in verschiedene Zonen abgetrennt. Von Flüssigkeiten kommt neben Salzlösungen und Wasser in einzelnen Mineralien namentlich auch flüssige Kohlensäure in Betracht, und es ist in allen Fällen neben der Flüssigkeit ein kleines Bläschen mit Gas oder Luft vorhanden, welches man als Libelle bezeichnet, die sich unter Umständen, namentlich in sehr kleinen Einschlüssen und bei Temperaturschwankungen, in scheinbar äußerst lebhafter Bewegung

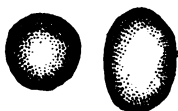


Fig. 54. Gaseinschlüsse.

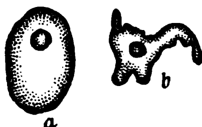


Fig. 55. Flüssigkeitseinschlüsse.

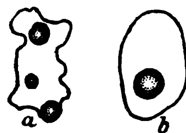


Fig. 56. Glaseinschlüsse.

befindet. Die Lichtbrechung der Flüssigkeiten steht wohl in allen in der Natur vorkommenden Fällen zwischen derjenigen des Minerals und derjenigen der Libelle, und man beobachtet, wie in Fig. 55, bei paralleler Beleuchtung beide Grenzen als kräftige Linien. Hin und wieder sieht man in einem Flüssigkeitseinschluß mehrere verschieden lichtbrechende und nicht mischbare Flüssigkeiten nebeneinander, oder es sind kleine Kriställchen in demselben enthalten. Ist die Flüssigkeit in einem solchen Einschluß flüssige Kohlensäure, so konstatiert man dies am besten, wenn man das Präparat längere Zeit etwas über die kritische Temperatur der Kohlensäure erwärmt: es verschwindet dabei die Libelle, und der Rand des Einschlusses wird stärker.

Die Glaseinschlüsse endlich, welche gleichfalls eine oder auch mehrere, stets aber unbewegliche Libellen enthalten, zeigen gegen den umschließenden Kristall, wenn dieser schwach lichtbrechend ist, keine kräftigen Konturen. Diese treten um so deutlicher hervor, je höher die Lichtbrechung des Kristalls steigt; die Libelle selbst ist dagegen stets von einem breiten, dunkeln Rand umgeben (Fig. 56). Auch eine gesetzmäßige Anordnung der Einschlüsse ist in zahlreichen Fällen eine höchst charakteristische Erscheinung (Leucit).

Die Beobachtung der Farbe. Eine weitere Beobachtung, welche man im gewöhnlichen Licht machen kann, ist die Beobachtung der Farbe. Nähere Angaben über die Benennung der Farben sind wohl kaum notwendig. Es mag nur darauf hingewiesen werden,

daß manche Körper, welche in größeren Kristallen sehr dunkel und völlig undurchsichtig sind, in dünnen Schichten farblos oder fast farblos werden (Augit), während andere, die in makroskopischen Kristallen viel lichter gefärbt erscheinen, im dünnsten Schliff ihre Farbe noch deutlich erkennen lassen (Andalusit, Disthen). Daß an sich von ein und derselben Substanz eine Schicht um so lichter gefärbt erscheint, je dünner sie ist, braucht nicht weiter betont zu werden. Für die Beobachtung von Farben wird man somit im allgemeinen nicht den dünnsten Schliff wählen.

Wenn Licht durch irgend einen Körper hindurchgeht, so erleidet es eine Schwächung seiner Intensität, es wird teilweise oder ganz absorbiert. Ist die Absorption nur gering und für die verschiedenen Farben des Spektrums annähernd gleich, so erscheint der betreffende Körper farblos und durchsichtig, ist sie aber selbst in der dünnsten Schicht vollkommen, so nennt man ihn undurchsichtig oder opak. Werden einzelne Farben des Spektrums in einem Körper stärker absorbiert als andere, so erscheint derselbe gefärbt. Man unterscheidet dann als Eigenfarbe diejenige Farbe, welche der Substanz des betreffenden Körpers selbst zukommt, von einer diluten Färbung, welche durch fremde Beimengungen hervorgebracht ist, die aber in so feiner Verteilung vorhanden sind, daß man sie selbst mit der stärksten Vergrößerung nicht entdeckt, während bei einer Färbung durch Einschlüsse die Ursache bei Betrachtung mit stärkerer Vergrößerung stets deutlich wird.

Da die Bezeichnung einer Farbe im allgemeinen viel Subjektives an sich trägt, hat man versucht, durch Vergleich mit einer objektiven Farbenskala dieselbe exakter auszudrücken. Besonders empfohlen wird zu diesem Zweck die Raddesche Farbenskala, welche in horizontalen Reihen die verschiedenen Farben nebeneinander aufweist, in vertikaler die verschiedene Tiefe einer jeden. Doch ist dieselbe nicht mehr zu beschaffen, da sie völlig vergriffen ist. Andernteils ist auch die spektroskopische Zerlegung der Farben, welche man mit dem Spektroskopokular erreicht, recht wenig prägnant. Über falsche Farben, Pseudochroismus, welche man namentlich mit stärkeren Objektiven an kleinen, opaken Körnchen beobachtet, vgl. S. 25. In dieselbe Reihe gehören die Farben dünner Plättchen, die an sich farblos sind; man beobachtet sie besonders schön an Präparaten von Diatomeen.

Die Erscheinungen im reflektierten Licht. Die Beobachtungen im reflektierten Licht beziehen sich auf die Oberflächenbeschaffenheit im allgemeinen, soweit sie im durchfallenden Licht nicht bestimmt werden konnte, so vor allem auf den Glanz der

undurchsichtigen Substanzen (namentlich Metallglanz), auf Ätzfiguren usw. Man blendet zu diesem Zwecke das von unten hereinkommende Licht ab und benutzt entweder das unterhalb des Objektivs von oben auf das Präparat auffallende Licht, oder man verstärkt dieses noch durch eingesetzte Sammellinsen oder durch Reflektoren. Undurchsichtige Körper, deren Beschaffenheit studiert werden soll, stellt man möglichst scharf ein und bringt sie genau in die Brennebene des Beleuchtungsapparats.

Benutzt man das von oben auf das Präparat auffallende Licht, so ist ein nicht allzu geringer Abstand des Objektivs vom Objekt wünschenswert, da sonst die Fassung des Objektivs den größten Teil des Lichtes abhält. Man wählt daher zu solchen Beobachtungen zweckmäßig schwache Objektive, und wenn es auf starke Vergrößerungen ankommt, trotz des bedeutenden Lichtverlustes, kräftige Okulare.

Arbeitet man aber mit Objektiven von geringem Fokalabstand, so ist der oberhalb des Objektivs einzusetzende Vertikalilluminator, dessen Durchschnitt Fig. 57 gibt, zu verwenden. Derselbe besteht aus einem totalreflektierenden Prisma *K*, mittels dessen das durch die Öffnung *D* eindringende Licht *L* durch das Objektiv *O* hindurch auf das Präparat geworfen wird. Das Prisma ragt über die Hälfte des Objektivs vor und läßt die andere zur Beobachtung frei, durch welche dann das vom Objekt reflektierte Licht das Auge erreicht. Zu bemerken ist, daß bei Anwendung dieser Methode das Objekt nicht mit einem Deckglas gedeckt sein darf, da sonst der größte Teil des Lichtes schon vom Deckglas reflektiert wird, wie überhaupt bei Untersuchungen im reflektierten Licht am besten vollständig ungedeckte Präparate zur Verwendung kommen. Auch ist der Vertikalilluminator bei starken Objektiven infolge des großen Lichtverlustes nicht mehr verwendbar.

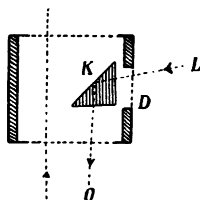


Fig. 57.
Vertikalilluminator.

IV. Die Beobachtungen im parallelen polarisierten Licht.

Von besonderer Wichtigkeit für die Untersuchung der kristallisierten Körper sind die Beobachtungen im polarisierten Licht, da man mittels derselben den inneren Aufbau eines Kristalls feststellen kann. Man fügt zu diesem Zweck zwischen die Beleuchtungsquelle und das zu untersuchende Objekt ein Nicolsches Prisma ein, den Polarisator, und beobachtet die Erscheinungen, welche ein Kristall in den verschiedenen Ebenen zeigt, in welchen das von dem Polarisator gelieferte, geradlinig polarisierte Licht beim Drehen des Objekttisches um 360^0 nacheinander seine Schwingungen ausführt. Oder man wendet noch ein zweites Nicolsches Prisma an, welches oberhalb des Objektivs und im allgemeinen mit einer zu derjenigen des ersten genau gekreuzten Schwingungsebene angebracht wird, den Analysator, und beobachtet dann die Erscheinungen der Interferenz des Lichtes „zwischen gekreuzten Nicols". Bevor jedoch die Untersuchungen, welche man ausführt, näher erörtert werden können, muß eine kurze Übersicht über die optische Beschaffenheit der Kristalle vorausgeschickt werden.

1. Die optische Beschaffenheit der Kristalle.

Einfache und doppelte Lichtbrechung. Blickt man senkrecht durch Spaltungsstücke oder durch beliebig aus einem Kristall von Flußspat oder Steinsalz herausgeschnittene planparallele Platten auf eine kleine, in einem dunklen Schirm befindliche erleuchtete Öffnung, so sieht man diese an derselben Stelle und in gleicher Weise, wie man sie auch ohne eine derartige Platte sieht. Hat man statt der planparallelen Platte ein Prisma aus der betreffenden Substanz und blickt durch zwei zueinander schiefe Flächen auf die Öffnung, so wird das Bild derselben zwar von der Stelle gerückt und farbig umrandet sein, aber man wird eben-

falls nur ein Bild der Öffnung sehen. So verhalten sich alle amorphen Körper und regulären Kristalle; man nennt dieselben daher **einfachbrechend.**

Hat man eine Reihe von solchen Prismen eines einfach brechenden Körpers und bestimmt aus der Ablenkung des Lichtes ihre Brechungsexponenten, so findet man in allen, sie mögen orientiert sein wie sie wollen, dieselbe Lichtbrechung. Einfach brechende Körper lenken somit in jeder Richtung das Licht in gleicher Weise ab; man nennt sie daher auch optisch isotrop (gr. *isos* gleich, *tropein* ablenken). Da die Lichtbrechung im umgekehrten Verhältnis zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes steht, so folgt daraus, daß in einem optisch isotropen Körper das Licht sich in allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzt.

Nicht ebenso verhalten sich die Kristalle der übrigen Kristallsysteme. Nimmt man z. B. ein durchsichtiges Spaltungsstück von Kalkspat und betrachtet durch dieses die helle Öffnung, so erblickt man dieselbe doppelt. Das eine der beiden Bilder befindet sich an der wahren Stelle, das andere ist davon weggeschoben, und zwar je nach der Stellung des Kalkspats nach oben oder unten, nach rechts oder links. Dreht man den Kalkspat, während man durch denselben hindurchblickt, so dreht sich das letztere Bild um das erstere in einem Kreis herum, wobei stets zu beobachten ist, daß die Verbindungslinie der beiden Bilder die Halbierende des stumpfen Winkels des Kalkspatspaltungsstückes ist. Den in dieser Richtung gelegten Durchschnitt durch den Kalkspat nennt man einen Hauptschnitt. Ähnlich verhalten sich alle nicht regulären Kristalle, und man nennt dieselben daher **doppelbrechend.**

Doppelbrechung des Lichtes im Kalkspat. Von den beiden durch Doppelbrechung in einer planparallelen Platte hervorgebrachten Strahlen liefert der eine (ω in Fig. 58, S. 54) ein Bild des Gegenstandes an seiner wahren Stelle, d. h. bei senkrechter Inzidenz des Lichtes erleidet er keine Ablenkung; er folgt somit den gewöhnlichen Brechungsgesetzen, und man bezeichnet ihn als ordentlichen oder ordinären Strahl. Der andere (ε in Fig. 58) wird auch bei senkrechter Inzidenz aus seiner Richtung abgelenkt; für ihn sind somit andere Brechungsgesetze maßgebend, und man nennt ihn den außerordentlichen oder extraordinären Strahl. Da ferner in allen Stellungen die Verbindungslinie der

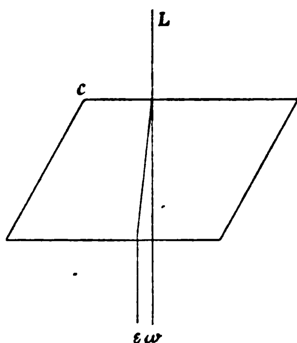


Fig. 58.
Zerlegung des Lichtes im Kalkspat.

beiden Bilder in einem sog. Hauptschnitt liegt, d. h. in einer Ebene, welche durch die optische Achse geht, so ergibt sich, daß die Ablenkung des außerordentlichen Strahles im Hauptschnittt erfolgt (Fig. 59). Betrachtet man nun die beiden Bilder, welche man durch das Kalkspatspaltungsstück sieht, durch ein zweites, ebenso dickes Spaltungsstück von Kalkspat, so findet man, daß dieselben sich durchaus anders verhalten, als wenn etwa zwei nebeneinander befindliche erleuchtete Öffnungen vorhanden wären. Wenn die beiden Spaltungsstücke genau parallel stehen, so erblickt man (Fig. 60) die beiden Bilder in der doppelten Entfernung, d. h. die Doppelbrechung des einen Spaltungsstückes addiert sich einfach zu der Doppelbrechung des andern. Sobald wir aber den einen Kalkspat drehen, ändert sich die Erscheinung, und man sieht im allgemeinen vier Bilder, deren Helligkeit völlig gleich ist, wenn die Hauptschnitte der beiden Kalkspate genau 45⁰ miteinander bilden (Fig. 61).

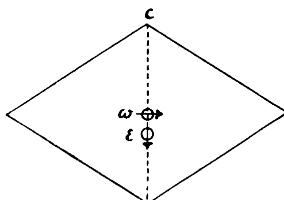


Fig. 59.
Doppelbrechung durch ein Kalkspatspaltungsstück.

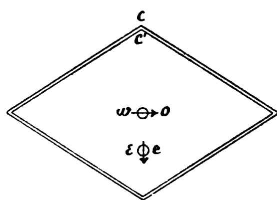
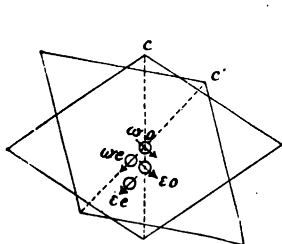
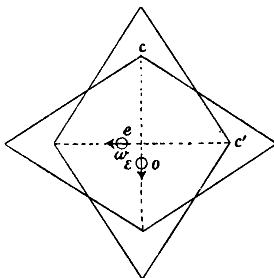


Fig. 60.
Doppelbrechung durch zwei parallele Kalkspatspaltungsstücke.

Daß die beiden von dem ersten Kalkspat gelieferten Bilder beim Drehen des zweiten von den Erscheinungen zweier durch





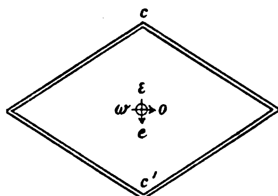


Fig. 61. Fig. 62. Fig. 63.
Doppelbrechung durch zwei Kalkspatspaltungsstücke nach einer Drehung um
45⁰ 90⁰ 180⁰.

gewöhnliches Licht erleuchteten Signale so weit abweichende Verhältnisse aufweisen, machte der Deutung früher große Schwierigkeiten. Eine Erklärung war überhaupt erst möglich, als man den Unterschied des in rascher Reihenfolge in allen Ebenen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingenden gewöhnlichen Lichtes kennen gelernt hatte gegenüber von dem polarisierten, das seine Schwingungen stets in einer und derselben, gleichfalls senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung liegenden Ebene, ausführt. Es ist bemerkenswert, daß unser Auge für die Erkennung des Unterschieds zwischen polarisiertem und gewöhnlichem Licht nicht eingerichtet ist, und daß zur Erkennung polarisierten Lichtes stets Hilfsapparate notwendig sind, welche selbst das Licht polarisieren.

Die in Fig. 60—63 dargestellten Erscheinungen lassen sich nur durch die Annahme erklären, daß die Schwingungen des Lichtes in den beiden vom ersten Kalkspat gelieferten Bildern senkrecht zu einander polarisiert sind, daß also die Schwingungsrichtungen der beiden Strahlen im Kalkspat senkrecht aufeinander stehen, und daß ferner die eine derselben sich im Hauptschnitt vollzieht, die andere senkrecht dazu. Nach der Annahme von Fresnel, welche hier zu Grunde gelegt wird, ist die Schwingungsrichtung des außerordentlichen Strahls stets im Hauptschnitt, diejenige des ordentlichen senkrecht dazu, wobei als Hauptschnitt jede durch die kristallographische Hauptachse gehende Ebene bezeichnet wird.

Die Erscheinungen in Fig. 60—63 erklären sich sehr einfach. Das Licht, welches in Fig. 60 durch den ersten Kalkspat als außerordentlicher Strahl ε hindurchgegangen ist, geht durch den zweiten zu diesem parallelen Kalkspat gleichfalls als außerordentlicher Strahl e hindurch und erleidet in dem letzteren eine ebenso starke Ablenkung, und zwar nach derselben Seite wie im ersten; es wird also doppelt so weit abgelenkt. Der andere Strahl geht durch beide als ordentlicher Strahl ω und o hindurch und wird nicht abgelenkt. Ist dagegen der zweite Kalkspat, wie in Fig. 61, gegen den ersten um 45^0 gedreht, so wird der ordentliche Strahl ω des ersten in dem zweiten in zwei Komponenten zerlegt, welche den beiden Schwingungsebenen des ordentlichen (o) und des außerordentlichen Strahles (e) im zweiten Kalkspat entsprechen, und liefert somit wiederum zwei Bilder, von welchen das eine ωo durch das beide Kalkspate als ordentlicher Strahl durchsetzende Licht entstanden ist und somit keine Ablenkung

erfahren hat, das andere *ωe* der dem außerordentlichen Strahl des zweiten entsprechenden Komponente seine Entstehung verdankt, also im Hauptschnitt des zweiten Kalkspates abgelenkt ist. Ganz ebenso entstehen durch den außerordentlichen Strahl *e* des ersten Kalkspates zwei Bilder *εo* und *εe*, welche Fig. 61 an entsprechender Stelle zeigt. In einer Stellung, bei welcher die beiden Hauptschnitte weniger als 45⁰ miteinander einschließen, sind die beiden Bilder *ωo* und *εe* heller als die beiden andern, bei einer Drehung über 45⁰ hinaus treten die letzteren auf Kosten der ersteren mehr und mehr hervor, bis bei einer Drehung um 90⁰ die Verhältnisse in Fig. 62 eintreten, in welcher nur noch *ωe* und *εo* sichtbar sind. Wenn endlich die beiden Kalkspate 180⁰ miteinander bilden, so ergibt sich Fig. 63; der ordentliche Strahl des einen geht als ordentlicher durch den zweiten, ebenso der außerordentliche als außerordentlicher; der erstere wird überhaupt nicht abgelenkt, der letztere wird im ersten Kalkspat um denselben Betrag in der ersten Richtung abgelenkt, um welchen in entgegengesetztem Sinne seine Ablenkung im zweiten geschieht, so daß alle vier Bilder sich decken.

Schneidet man aus einem Kalkspatkristall eine Reihe verschieden orientierter Prismen, so sieht man durch dieselben im allgemeinen gleichfalls zwei Bilder der hellen Öffnung, welche aber je nach der Orientierung des betreffenden Prismas verschieden weit voneinander entfernt sind. Bestimmt man an diesen Prismen die Brechungsexponenten, so beobachtet man, daß die Brechungsexponenten der beiden senkrecht zueinander polarisierten Strahlen verschieden sind, daß dabei der Wert des stärker gebrochenen Strahles in allen Prismen derselbe bleibt, während der andere wechselnde Größe aufweist. Seinen kleinsten Wert erreicht der letztere in einem Prisma, dessen brechende Kante der kristallographischen Hauptachse parallel geht, wenn also das durch den Kalkspat hindurchgehende Licht seine Schwingungen parallel und senkrecht zur kristallographischen Hauptachse ausführt. Der Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der beiden Strahlen ist somit dann am größten, wenn die Fortpflanzung des Lichtes senkrecht zur kristallographischen Hauptachse erfolgt. Dagegen gibt ein Prisma, dessen brechende Kante senkrecht zu dieser Richtung ist, und dessen Flächen gleiche Winkel mit der Basis einschließen, bei der Bestimmung der Brechungsexponenten nach der Methode der kleinsten Ablenkung nur einen einzigen Wert.

In diesem Falle pflanzt sich aber das Licht in demselben parallel zur kristallographischen Hauptachse fort, und es folgt daraus, daß für Licht, welches sich parallel zu dieser Richtung fortbewegt, der Kalkspat sich verhält wie ein einfach brechender Körper, daß also die Elastizität in allen Richtungen senkrecht zur Hauptachse dieselbe ist.

Optisch einachsige Kristalle. Man bezeichnet eine Fortpflanzungsrichtung in einem doppelbrechenden Kristall, in welcher das Licht keine Doppelbrechung erleidet, als eine optische Achse. Der Kalkspat und mit ihm alle hexagonalen und tetragonalen Kristalle, d. h. alle Kristalle mit einer kristallographischen Hauptachse, besitzen nur eine einzige derartige Richtung, man nennt sie daher optisch einachsig. Derjenige der beiden Strahlen, welcher in allen Richtungen die gleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit aufweist, ist der ordentliche Strahl; der andere, bei welchem die Lichtbrechung und damit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit abhängig ist von der Richtung, in welcher die Schwingungen des Lichtes stattfinden, der außerordentliche.

Die Differenz der Lichtbrechung der beiden Strahlen, welche einen optisch einachsigen Kristall durchsetzen, d. h. seine Doppelbrechung, ist am höchsten, wenn das Licht sich im Kristall senkrecht zu dessen kristallographischer Hauptachse, welche die optische Achse ist, fortbewegt. Sie wird gleich Null, wenn die Fortpflanzungsrichtung mit der optischen Achse zusammenfällt, in welcher auch keine Polarisation des Lichtes mehr stattfindet. In den dazwischen liegenden Fortpflanzungsrichtungen nähert sich die Lichtbrechung des außerordentlichen Strahles um so mehr derjenigen des ordentlichen, je kleiner die Neigung der betreffenden Richtung zu der optischen Achse ist.

Am übersichtlichsten wird die Erscheinung durch die Betrachtung der sog. Strahlenfläche, welche alle Punkte umfaßt, an welchen ein im Zentrum des Kristalls erregt gedachtes Licht nach der Zeiteinheit ankommt. Da der als ordentlicher Strahl hindurchgehende Anteil sich in allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit schwingt, erreicht er nach der Zeiteinheit die Oberfläche einer Kugel. Der außerordentliche Strahl dagegen hat in verschiedenen Richtungen verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche nur für die optische Achse selbst gleich jener des

ordentlichen Strahls ist; seine Strahlenfläche muß daher jene des ordentlichen an den Endpunkten der Achse berühren; es sind dies die beiden einzigen Punkte, welche beide Strahlenflächen gemeinsam haben. Da die Änderung der Geschwindigkeit des außerordentlichen Strahls mit der Abweichung der Fortpflanzungsrichtung

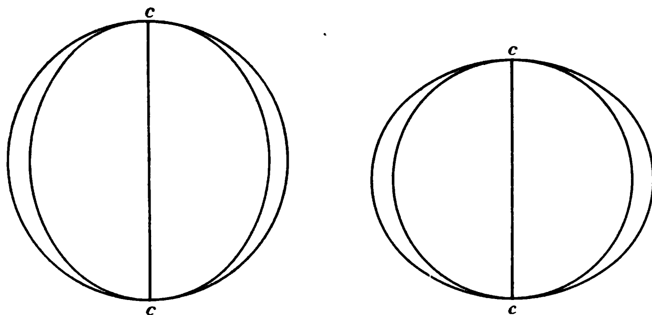


Fig. 64 u. 65. Strahlenfläche eines optisch positiven optisch negativen einachsigen Kristalls.

von der optischen Achse allerseits in gleicher Weise und gesetzmäßig eintritt bis zum Extrem, welches in der Richtung senkrecht zur optischen Achse erreicht ist, so muß die Strahlenfläche des außerordentlichen Strahls eine von der Kugel abweichende Umdrehungsfläche sein, und zwar ist sie ein Rotationsellipsoid (Fig. 64 u. 65).

Den Brechungsexponenten des ordentlichen Strahles bezeichnet man mit ω, den von diesem am weitesten abweichenden des außerordentlichen mit ε und bezeichnet als Index der Doppelbrechung die Differenz $\varepsilon - \omega$. Man hat entweder den Fall wie beim Kalkspat, wo $\omega > \varepsilon$, also der ordentliche Strahl stärker gebrochen ist als der außerordentliche; es ist dann $\varepsilon - \omega$ negativ, und man bezeichnet daher solche Kristalle als negativ, oder weil der außerordentliche Strahl stärker abgelenkt wird als der ordentliche, als repulsiv (Fig. 66). Im zweiten Fall ist $\varepsilon > \omega$, dann nennt man den Kristall positiv oder attraktiv (Fig. 67). Da sich die Fortpflanzungsgeschwindig-

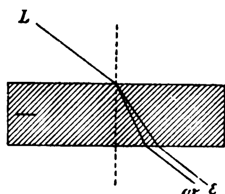


Fig. 66. Negative Doppelbrechung.

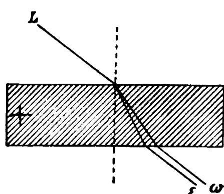


Fig. 67. Positive Doppelbrechung.

keiten umgekehrt verhalten wie die Brechungsexponenten, so pflanzt sich in einem negativen Kristall der außerordentliche, in einem positiven der ordentliche Strahl mit größerer Geschwindigkeit fort. Bezeichnet man die Richtung größter Elastizität und gleichzeitig kleinerer Lichtbrechung mit $\mathfrak{a}$, den entsprechenden Brechungsexponenten mit α (n_p)[1], die Richtung kleinster Elastizität mit $\mathfrak{c}$, den zugehörigen Brechungsexponenten mit γ (n_g)[1], während c das Zeichen der kristallographischen Achse ist, so ist $c = \mathfrak{a}$ das Symbol eines negativen, $c = \mathfrak{c}$ dasjenige eines positiven Kristalls, während $\gamma - \alpha$ den Betrag der Doppelbrechung ergibt.

Optisch zweiachsige Kristalle. In den Kristallen des rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallsystems sind die Verhältnisse komplizierter. Betrachten wir z. B. die helle Öffnung durch verschiedene, aus Aragonit hergestellte Platten, so werden wir wiederum im allgemeinen zwei Bilder derselben sehen, welche aber beide aus ihrer ursprünglichen Lage verschoben erscheinen: das Licht wird also hier in zwei außerordentliche Strahlen zerlegt, welche wiederum stets senkrecht aufeinander polarisiert sind. Bestimmen wir an einer Reihe von Prismen von Aragonit die Brechungsexponenten, so finden wir, daß keiner derselben konstant ist. Das Maximum bzw. Minimum der Lichtbrechung beobachten wir in einem Prisma, in welchem die Fortpflanzung des Lichtes parallel zu der kristallographischen Achse a erfolgt. Die beiden senkrecht zueinander schwingenden Strahlen führen dann ihre Schwingungen parallel zu den beiden andern kristallographischen Achsen aus, welche somit die Richtungen größter und kleinster Lichtgeschwindigkeit bzw. kleinster und größter Lichtbrechung im Kristall darstellen; für alle andern Schwingungsrichtungen sind Brechungsexponenten vorhanden, welche zwischen diesen beiden Extremen liegen, somit auch für das in der Richtung der Achse a selbst schwingende Licht. Im Aragonit muß man somit in optischem Sinne die drei aufeinander senkrechten Schwingungsrichtungen unterscheiden, welche mit den kristallographischen Achsen a, b und c in Bezug auf die Richtung zusammenfallen. Dagegen ist keine Beziehung zwischen dem Werte der betreffenden Schwingungsrichtung und den kristallographischen

---

[1] n_p, n Brechungsexponent, p = petit (klein), n_g, g = grand (groß) ist die gewöhnliche französische Bezeichnung, dazu kommt bei zweiachsigen Kristallen noch n_m, m = moyen (mittel).

Achsen vorhanden, da letztere bekanntlich im rhombischen System beliebig vertauscht werden können. Die drei **Hauptschwingungsrichtungen** des Lichtes, die optischen **Elastizitätsachsen** in einem optisch zweiachsigen Kristall, kann man in verschiedener Weise bezeichnen, je nachdem man den Index der Lichtbrechung oder den diesem entgegengesetzten Wert der Lichtgeschwindigkeit in den Vordergrund stellt. Man bezeichnet als

Lichtbrechung	kleinste $\alpha (n_p)$	$\mathfrak{a} = 1 : \alpha$ größte	Licht-
	mittlere $\beta (n_m)$	$\mathfrak{b} = 1 : \beta$ mittlere	geschwindigkeit
	größte $\gamma (n_g)$	$\mathfrak{c} = 1 : \gamma$ kleinste	(Elastizität).

Betrachten wir ferner das Ebenenbündel genauer, dessen Achse die Richtung mittlerer Lichtbrechung ist. Das Licht, welches senkrecht zu einer dieser Ebenen das Mineral durchsetzt, wird zerlegt in zwei Strahlen, von welchen der eine in allen Fällen in der Richtung der mittleren Geschwindigkeit schwingt, der andere senkrecht zu dieser; seine Schwingungsrichtung fällt also entweder mit der Richtung größter (γ) oder mit derjenigen kleinster (α) Lichtbrechung zusammen, oder sie entspricht einem beliebigen mittleren Wert zwischen diesen beiden. Unter denselben ist auch ein Wert β' (Fig. 68), welcher gleich β ist; für die Fortpflanzungsrichtung AA, welche in der Ebene $\alpha\gamma$ liegt und senkrecht zur Ebene $\beta\beta'$ ist, sind somit zwei aufeinander senkrechte Schwingungsrichtungen gleichwertig: AA ist eine **optische Achse**. Eine einfache Überlegung zeigt, daß eine zweite mit AA gleichwertige Richtung symmetrisch zu dieser auf der andern Seite der Achse α in der Ebene $\alpha\gamma$ liegt, so daß α und γ die Winkel dieser beiden optischen Achsen halbieren. Eine weitere derartige Richtung ist kristallographisch nicht möglich, somit ist der Aragonit und mit ihm alle Kristalle des **rhombischen**, **monoklinen** und **triklinen Kristallsystems optisch zweiachsig**.

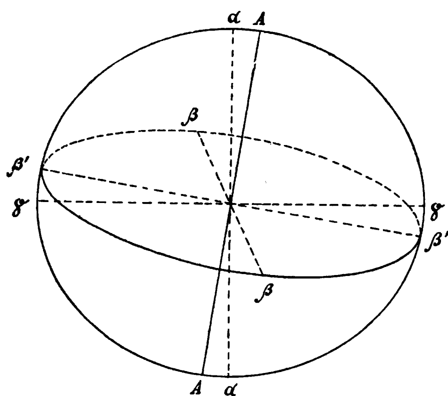


Fig. 68.
Konstruktion einer optischen Achse im Aragonit.

Man bezeichnet die Ebene, in welcher die beiden optischen Achsen liegen, als **Ebene der optischen Achsen**; die Rich-

tungen größter (γ) und kleinster (α) Lichtbrechung, welche die Winkel der optischen Achsen halbieren, als Mittellinien oder Bisektrizen; die Richtung mittlerer Lichtbrechung (β), welche senkrecht auf der Ebene der optischen Achsen steht, als optische Normale. Die optischen Achsen schließen einerseits einen spitzen, anderseits einen stumpfen Winkel ein; man nennt die Halbierende des spitzen die erste oder spitze, diejenige des stumpfen die zweite oder stumpfe Mittellinie oder Bisektrix; ist erstere die Richtung kleinster Lichtbrechung (α), so nennt man den Kristall negativ, im andern Fall positiv. Der Wert der mittleren Lichtbrechung kann für eine bestimmte Farbe das arithmetische Mittel aus den Werten der größten und kleinsten Lichtbrechung sein, ist es aber gewöhnlich nicht. Er nähert sich demjenigen der zweiten Mittellinie um so mehr, je kleiner der spitze Achsenwinkel ist, bis bei einem Achsenwinkel von 0^0 die beiden Richtungen gleichwertig sind, d. h. der Kristall optisch einachsig erscheint.

Da die Lichtbrechung für verschiedene Farben in einem und demselben Kristall verschieden ist, müssen auch die Winkel der optischen Achsen für verschiedene Farben Unterschiede aufweisen; dann ist bald der Winkel für Rot (ρ) größer als der für Violett (v), man bezeichnet dies mit dem Dispersions-Symbol $\rho > v$; oder es tritt der entgegengesetzte Fall ein: $v > \rho$.

Wie an dem Beispiel des Aragonits gezeigt wurde, ist bei rhombischen Kristallen die optische Achsenebene stets eine der drei Endflächen, da die Richtungen größter und kleinster Lichtgeschwindigkeit mit zwei beliebigen kristallographischen Achsen zusammenfallen. Im monoklinen Kristallsystem fällt nur noch eine der drei Hauptschwingungsrichtungen, und zwar für alle Farben, mit der Querachse zusammen, die beiden andern sind beliebig in der Längsfläche verteilt, stehen aber stets aufeinander senkrecht; für verschiedene Farben können sie innerhalb dieser Ebene ganz verschiedene Lage haben (Dispersion der Mittellinien, bzw. der Achsenebenen). Im triklinen Kristallsystem endlich sind die optischen Elemente in ihrer Lage durchaus unabhängig von den kristallographischen, und ebenso unabhängig voneinander sind die Verhältnisse für die einzelnen Farben; indes sind auch hier stets die drei Hauptschwingungsrichtungen für eine bestimmte Farbe aufeinander senkrecht.

Es läßt sich eine ziemlich einfache Darstellung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Strahls in einer beliebigen Richtung

innerhalb eines optisch zweiachsigen Kristalls nach der Fresnelschen Regel geben. Man beschreibt um die drei Elastizitätsachsen des zweiachsigen Kristalls ein Ellipsoid, durch dessen Mittelpunkt man sich senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Strahles eine Ebene gelegt denkt; der Durchschnitt derselben mit dem Ellipsoid ist stets eine Ellipse (im Grenzfall ein Kreis). Es ist dann die Länge der großen und der kleinen Achse des elliptischen Schnittes entsprechend der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der beiden Strahlen, welche sich senkrecht zu dem Schnitt fortbewegen.

2. Die Untersuchungen mit einem Nicol.

Flächenfarbe und Pleochroismus. Das Licht, welches in einen nicht regulären Kristall eintritt, wird im allgemeinen zerlegt in zwei Schwingungen, die sich mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen, und welche verschiedene Lichtabsorption, d. h., wenn die Verschiedenheit groß genug ist, um beobachtet zu werden, verschiedene Farben aufweisen. Beleuchten wir einen doppelbrechenden Kristall mit gewöhnlichem Licht, so beobachten wir in jedem Augenblick das Mittel aus beiden Schwingungen, da infolge der raschen Änderung der Schwingungsebene eines gewöhnlichen Lichtstrahls in jedem Augenblick gleich viel Licht parallel zu jeder der beiden Schwingungsrichtungen den Kristall durchsetzt; wir sehen also, wenn wir im gewöhnlichen Licht durch eine Fläche eines Kristalls blicken, eine Mischfarbe, welche man auch als Flächenfarbe bezeichnet. Tritt dagegen geradlinig polarisiertes Licht in einen doppelbrechenden Kristall ein, so werden die den beiden Schwingungsrichtungen in dem Kristall entsprechenden Komponenten nur dann gleich sein, wenn jene 45° mit dem Nicol bilden; es wird eine derselben aber gleich Null sein, d. h. man wird nur die parallel zu der andern Richtung ausgeführten Schwingungen beobachten, wenn die Schwingungsrichtung im Nicol mit der letzteren Richtung zusammenfällt. Wir können die Eigenschaften der beiden einen Kristall durchsetzenden Strahlen nacheinander beobachten, wenn wir die beiden Schwingungsrichtungen nacheinander in parallele Stellung zum Polarisator bringen. Wir beobachten so die Farbe einer bestimmten Richtung und die Unterschiede, welche in verschiedenen Schwingungsrichtungen vorhanden sind, und die man als Achsenfarben bezeichnet. Die Verschiedenheit der Färbung in verschiedenen Richtungen eines Kristalls nennt man Pleochroismus.

Man wird zu allen Untersuchungen dieser Art stets den unterhalb des Präparates angebrachten Polarisator verwenden, während man den Analysator ausschaltet. Da das von dem Spiegel reflektierte Licht an sich teilweise durch Reflexion polarisiert ist, würde man bei entgegengesetztem Verfahren durch die dabei auftretenden, meist allerdings nicht sehr lebhaften Interferenzerscheinungen vielfach gestört. Aus demselben Grunde ist auch das sog. Okulardichroskop wenig zu empfehlen. Dasselbe besteht aus einer doppelbrechenden Kalkspatplatte, welche in das Okular eingefügt ist und die beiden Farben, welche in zwei aufeinander senkrechten Richtungen eines Objektes auftreten, nebeneinander zu beobachten gestattet. Durch die erwähnte partielle Polarisation wird in besonders hohem Maße die Beobachtung und Vergleichung von Farben beeinträchtigt.

Da in einem regulären Kristall oder einem amorphen Körper die Lichtabsorption in allen Richtungen gleich ist, erscheinen Durchschnitte von solchen bei einer vollen Umdrehung des Tisches über dem Polarisator stets mit derselben Farbe. Bei einem optisch einachsigen Mineral sind alle Richtungen senkrecht zur optischen Achse im optischen Sinne gleichwertig. Man beobachtet durch die Basis eines optisch einachsigen Kristalls in gewöhnlichem Licht nur die Farbe des ordentlichen Strahls, welche also dann gleichzeitig die Flächenfarbe oder Basisfarbe ist. Ein solcher Schnitt ändert auch beim Drehen über dem Polarisator seine Farbe nicht. Ferner ist die Absorption des Lichtes durch den ordentlichen Strahl in jedem beliebigen Schnitt dieselbe, die ihm zukommende Farbe also in jedem Durchschnitt zu beobachten, während die Absorption des außerordentlichen variabel ist und sich um so mehr von derjenigen des ordentlichen entfernt, je mehr sich seine Schwingungsrichtung der Richtung der optischen Achse nähert. Wir werden somit die Farbe des ordentlichen Strahls in jedem Durchschnitt beobachten, diejenige des außerordentlichen aber nur in einem Schnitt, welcher parallel zur optischen Achse des Kristalls geführt ist. Wenn die Unterschiede der Lichtabsorption in den beiden Hauptrichtungen eines optisch einachsigen Kristalls hinreichend groß sind, um erkannt zu werden, so beobachtet man dieselben am vollkommensten in einem Schnitt parallel zur optischen Achse, und man spricht wohl auch, da es sich hier nur um zwei Farbenextreme handelt, von Dichroismus.

Bei den optisch zweiachsigen Kristallen kommen für die Farbe ebenso wie für die Lichtbrechung drei verschiedene Schwingungsrichtungen in Betracht, in welchen wir Extreme der Färbung beobachten können: sie sind trichroitisch. Die reine Farbe, welche einer solchen Schwingungsrichtung zukommt, be-

obachtet man nur in einem Schnitt parallel zu derselben, in allen andern erhält man Mischfarben. Im rhombischen Kristallsystem sind die Schwingungsrichtungen größter, mittlerer und kleinster Lichtbrechung gleichzeitig die drei Farbenachsen; im monoklinen ist nur noch die Querachse gleichzeitig eine Farbenachse, die beiden andern liegen beliebig in der Symmetrieebene, zeigen jedoch meist keine allzu große Abweichung von den Schwingungsrichtungen des Lichtes; im triklinen System endlich sind all diese Richtungen unabhängig voneinander. Die in der Symmetrieebene liegenden Farbenachsen der monoklinen wie alle drei Farbenachsen der triklinen Kristalle stehen nicht aufeinander senkrecht.

Die Erscheinungen des Pleochroismus. Die Unterschiede der Lichtabsorption in verschiedenen Richtungen eines Kristalls, welche wir als Pleochroismus im weiteren Sinne bezeichnen, sind in zahlreichen Fällen, in erster Linie bei farblosen Kristallen, so gering, daß sie selbst in dickeren Schichten sich der Beobachtung entziehen; da die Farbe eines Durchschnittes und somit auch die Unterschiede der Farbe in verschiedenen Richtungen um so weniger deutlich werden, je dünner die betreffende Schicht ist, wird man in den mikroskopischen Präparaten den Pleochroismus nur in solchen Substanzen beobachten können, welche sehr kräftige Unterschiede der Absorption in verschiedenen Richtungen aufweisen. Obgleich ferner bei Beobachtung eines nur schwachen Pleochroismus die subjektive Anschauung des Beobachters selbst ziemlich in Betracht kommt, liegt doch in der Untersuchung des Pleochroismus ein wichtiges Hilfsmittel bei der mikroskopischen Forschung vor.

Es ist sehr nützlich, beim Studium des Pleochroismus drei Fälle auseinanderzuhalten, welche man sich am besten mit Hilfe einer Farbenskala (Raddesche Farbenskala) klar machen kann, die in horizontalen Reihen die verschiedenen Farben, in Vertikalen die verschiedene Intensität derselben von den dunkelsten zu den lichtesten Tönen aufweist. Es sind folgende Fälle möglich:

1. In verschiedenen Richtungen eines Kristalls werden verschiedene Teile des Spektrums absorbiert, und zwar so, daß die Intensität des Lichtes, welches in jeder Richtung hindurchgeht, annähernd dieselbe bleibt; es erscheinen in verschiedenen Richtungen verschiedene Farben, jede aber annähernd ebenso hell wie die andere (horizontale Reihe der Farbenskala).

2. Es werden in jeder Richtung annähernd dieselben Teile des Spektrums absorbiert, aber mit sehr verschiedener Intensität: man beobachtet in allen Richtungen dieselbe Farbe, aber in verschiedenen Tönen (vertikale Reihe der Farbenskala).

3. In verschiedenen Richtungen werden verschiedene Farben des Spektrums mit verschiedener Intensität absorbiert. Man erkennt den Unterschied verschiedener Farben in verschiedener Höhe des Tons (Diagonale der Farbenskala).

Das Auseinanderhalten dieser drei Fälle liefert oft recht charakteristische Kennzeichen. So zeigt z. B. ein pleochroitischer Pyroxen öfter in einer Richtung Lichtgrün, in einer andern Lichtgelb; ähnlich gefärbte gemeine Hornblende läßt dagegen meist eine kräftigere Absorption des grünen

Strahls erkennen, also einen Pleochroismus von Dunkelgrün zu Lichtgelb, während am Biotit häufig nur einfache Absorptionsunterschiede derselben Farben, Lichtbraun zu Dunkelbraun in Frage kommen.

Die Stärke des Pleochroismus ist in einem und demselben Kristall abhängig von seiner Dicke, und man wird häufig in dickeren Schichten die Erscheinung noch deutlich beobachten können, wenn man in den dünnsten Schliffen nichts mehr davon wahrnimmt. Eine so starke Absorption des einen Strahls, daß man in dieser Richtung selbst in den dünnsten Schliffen kein Licht mehr hindurchtreten sieht, ist äußerst selten; fast stets wird man in einer hinreichend dünnen Schicht auch bei den am stärksten absorbierenden Mineralien die Farbe des stärker absorbierten Strahls erkennen können.

Auch die Orientierung der verschieden absorbierten Strahlen in einem Kristall ist von Wichtigkeit, da sie bei einer und derselben Substanz in hohem Maße konstant zu sein pflegt. So ist z. B. im Turmalin der ordentliche, in gefärbtem Apatit der außerordentliche Strahl stets der stärker absorbierte; Turmalinprismen erscheinen am dunkelsten, wenn die Hauptachse zu der Schwingungsrichtung des Polarisators gekreuzt ist, solche von Apatit dagegen, wenn beide Richtungen parallel sind. Aus diesem Beispiel folgt des weiteren, daß nicht etwa stets der stärker gebrochene Strahl auch der stärker absorbierte sein muß; denn die beiden erwähnten Mineralien sind optisch negativ, der parallel zur Hauptachse schwingende außerordentliche Strahl ist somit in beiden der schwächer gebrochene. Ganz analoge Erscheinungen bieten auch die optisch zweiachsigen Substanzen dar.

Anhangsweise soll hier noch die Erscheinung der sog. pleochroitischen Höfe erwähnt werden. In zahlreichen Mineralien, so namentlich in Cordierit, Andalusit, Glimmer, Chlorit, Hornblende usw., beobachtet man im Dünnschliff, daß einzelne, meist rundlich abgegrenzte Stellen einen kräftigeren Pleochroismus aufweisen, als das Mineral im allgemeinen zeigt. Studiert man die Erscheinung genauer, so entdeckt man stets im Kern eines solchen „pleochroitischen Hofes" einen kleinen Einschluß eines titan-, zirkon-, bzw. zinnhaltigen Materials, dessen Konturen ringsherum von einer kräftiger pleochroitischen Zone eingefaßt sind. Ein Zusammenhang zwischen der Erscheinung der stärker pleochroitischen Zone und dem chemischen Bestand des Einschlusses ist somit nicht zu bezweifeln, wenn man auch aus der leichten Zerstörbarkeit dieser Höfe durch Erwärmen geschlossen hat, daß es sich um organische Farbstoffe handelt.

Ferner müssen hier noch zwei Erscheinungen besprochen werden, welche hin und wieder beobachtet werden. Die eine ist der sog. Pseudodichroismus, eine Erscheinung, welche auch an völlig farblosen Kristallen auftritt. Sind in einem Kristall in großer Anzahl winzigste, parallel orientierte Einschlüsse vorhanden, deren Lichtbrechung von der des umschließenden Kristalls erheblich abweicht, und die ziemlich steil gegen die Fortpflanzungsrichtung des Lichtes geneigt sind, so wird dieses beim Durchgang durch den Kristall an den Einschlüssen eine Störung erleiden, wobei die weniger brechbaren roten Strahlen mehr gegen die Mitte, die stärker brechbaren violetten gegen den Rand des Gesichtsfeldes abgelenkt werden. Diese Art der Totalreflexion erleiden aber nur die parallel zu der Richtung der Einlagerungen schwingenden Strahlen, während senkrecht dazu schwingende nicht verändert werden. Ist daher der

Kristall im Zentrum des Gesichtsfeldes so orientiert, daß die Richtung der Einlagerungen dem Hauptschnitt des Polarisators parallel ist, so erscheint er lebhaft braun; befindet er sich am Rande, so ist er grau gefärbt, während er in beiden Fällen nach einer Drehung um 90° farblos ist.

Endlich gehört hierher das Auftreten von Interferenzfarben ohne Anwendung des Analysators. Befindet sich in einem Schliff unter einem dünnen Kristall eines sehr stark absorbierenden Minerals (Biotit, Turmalin) eine beliebig orientierte Schicht eines andern doppelbrechenden Minerals, so wirkt der absorbierende Kristall, welcher ja den einen Strahl kaum durchläßt, selbst als Analysator, und die Unterlage zeigt somit Interferenzfarben. Da beim Drehen des Präparates die absorbierende Richtung bald parallel bald senkrecht zu dem Hauptschnitt des Polarisators ist, treten beim Drehen um 90° stets die komplementären Farben auf. Ähnlich ist auch die Entstehung von Interferenzfarben in sehr stark doppelbrechenden Mineralien (Kalkspat, Rutil), welche von Zwillingslamellen durchsetzt sind, deren Richtung gegen die Schliffrichtung ziemlich stark geneigt ist.

3. Die Untersuchungen zwischen zwei Nicols.

Die Beobachtungen zwischen zwei Nicolschen Prismen werden fast ausschließlich bei gekreuzten Schwingungsebenen derselben ausgeführt, und man spricht daher von Beobachtungen zwischen gekreuzten Nicols.

Bei der gewöhnlichen Zusammenstellung des Mikroskops, im sog. parallelen polarisierten Licht, in welchem das vergrößerte Bild des zu untersuchenden Objekts zur Beobachtung gelangt, kommen folgende Bestimmungen in Betracht:

die Erkennung der Doppelbrechung;

die Bestimmung der Lage der Schwingungsrichtungen;

die Messung der Stärke der Doppelbrechung;

die Bestimmung der relativen Geschwindigkeit der beiden in einem Durchschnitt schwingenden Strahlen.

Die Erkennung der Doppelbrechung. Legen wir einen beliebigen einfachbrechenden Körper oder einen Durchschnitt eines solchen zwischen die beiden gekreuzten Nicols, so wird das geradlinig polarisierte Licht, welches der Polarisator liefert, im Kristall keine Veränderung erleiden und gelangt unverändert an den Analysator, dessen Schwingungsrichtung 90° mit derjenigen des ankommenden Strahls bildet und welcher denselben somit nicht hindurchläßt. Drehen wir mittels des drehbaren Objekttisches das Präparat um 360°, so wird in keiner Stellung eine Veränderung eintreten, d. h. ein einfachbrechender Körper

erscheint zwischen gekreuzten Nicols in allen Stellungen dunkel.

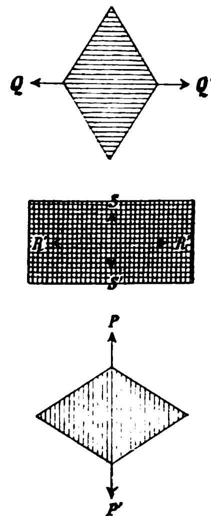


Fig. 69. Schwingungsrichtungen im Kristall parallel zu jenen der Nicols.

Betrachten wir dagegen doppelbrechende Kristalle zwischen gekreuzten Nicols, so wird nur dann das aus dem Polarisator austretende Licht in dem Kristall keine Veränderung erleiden, wenn die in Fig. 69 dargestellten Umstände vorhanden sind, d. h. wenn die Schwingungsrichtungen RR' und SS' im Kristall genau parallel zu den Schwingungsrichtungen PP' und QQ' in den beiden Nicols liegen. Sind dagegen die Schwingungsrichtungen RR' und SS' schief zu PP' und QQ', wie in Fig. 70—72, so wird das aus dem Polarisator austretende, geradlinig polarisierte Licht im Kristall in zwei Komponenten Or und Os' zerlegt, welche den Schwingungsrichtungen in dem Kristall entsprechen. Bei der abermaligen Zerlegung durch den Analysator summieren sich die durch diesen hindurchgehenden Komponenten $O\rho$ und $O\sigma$. Die Platte erscheint also in allen übrigen Stellungen hell, da eben dann stets ein Teil des Lichtes durch den Analysator hindurchgeht. Die Größe der Kom-

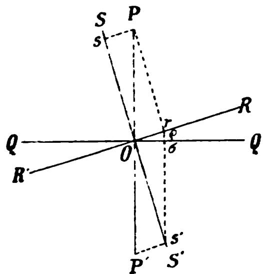


Fig. 70.

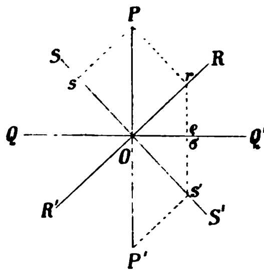


Fig 71.

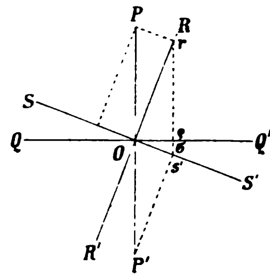


Fig. 72.

Schwingungsrichtungen im Kristall schief zu denjenigen der Nicols.

ponenten $O\rho$ und $O\sigma$ gibt das Maß für die Helligkeit ab, und es folgt aus der Vergleichung von Fig. 70—72, daß dieselben ihr Maximum erreichen, wenn wie in Fig. 71 die Schwingungsrichtungen im Kristall 45^0 mit den Schwingungsrichtungen der Nicols bilden.

Da bei einer Horizontaldrehung des Objekttisches um 360^0 viermal die Schwingungsrichtungen RR' und SS' parallel zu PP' und QQ' zu liegen kommen, werden doppelbrechende Kri-

stalle bei einer Horizontaldrehung um 360° zwischen gekreuzten Nicols viermal hell und dunkel. Die höchste Helligkeit, welche erreicht ist, wenn die Schwingungsrichtungen im Kristall 45° mit denjenigen der Nicols bilden, nimmt bei weiterem Drehen ab und geht ganz allmählich in vollkommene Dunkelheit über, welche bei der Parallelstellung der beiderseitigen Schwingungsrichtungen eintritt. Diese letztere Stellung wird daher auch als Auslöschungsstellung, die Schwingungsrichtung in dem Kristall als Auslöschungsrichtung bezeichnet, deren Bestimmung in zahlreichen Fällen ein wichtiges Hilfsmittel zur Ermittlung des Kristallsystems bildet.

Die grauen Interferenzfarben niederster Ordnung (vgl. Fig. 80, S. 77), welche den niedersten Graden der Doppelbrechung entsprechen, sind äußerst schwer von vollständiger Dunkelheit zu unterscheiden. Wenn daher dünne Schnitte sehr schwach doppelbrechender Kristalle vorliegen, wird die Entscheidung manchmal schwierig, ob eine Einwirkung auf das polarisierte Licht überhaupt vorhanden ist oder nicht. Man bedient sich daher zur Erkennung sehr schwacher Doppelbrechung einiger Nebenapparate, der *Teinte sensible*, der Bravaisschen Doppelplatte usw., welche unter den Stauroskopen näher beschrieben werden. Da die Änderungen der Interferenzfarben solcher Hilfsapparate, welche durch äußerst schwach doppelbrechende Plättchen hervorgebracht werden, viel leichter festzustellen sind als der Unterschied zwischen völliger Dunkelheit und ganz schwacher Aufhellung, läßt sich selbst in den zweifelhaftesten Fällen bei Anwendurg derselben noch eine Entscheidung über das Vorhandensein von Doppelbrechung treffen.

Die Bestimmung der Lage der Schwingungsrichtungen. Nach obigem bestimmt man die Lage der Schwingungsrichtungen, indem man zwischen gekreuzten Nicols den Kristall in diejenige Stellung bringt, in welcher er völlig dunkel ist; dann liegen die Schwingungsrichtungen im Kristall parallel zu den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols. Da aber an dem justierten Mikroskop die Fäden des Fadenkreuzes den letzteren Schwingungsrichtungen genau parallel sind, so stellt man zunächst eine charakteristische Kristallkante oder Spaltungsrichtung mittels des drehbaren Objekttisches parallel zu einem Faden des Fadenkreuzes und liest an der Marke des Objekttisches ab. Dann schiebt man den Analysator ein und dreht den Tisch, bis der Kristall vollständig dunkel erscheint, liest wieder ab und hat in der Differenz den Winkel, welchen die Schwingungsrichtung mit der betreffenden Kristallkante oder Spaltungsrichtung bildet.

Die Einstellung auf die vollständige Dunkelheit ist nun aber wegen des allmählichen Überganges von Hell zu Dunkel nicht

genau auszuführen, und es wird namentlich der minder Geübte große Schwierigkeiten haben, die wahre Dunkelstellung selbst auf ziemlich beträchtliche Differenzen zu treffen. Man geht daher bei dieser Bestimmung in der Weise vor, wie dies Fig. 73 darstellt. PP' und QQ' stellen auch hier die Schwingungsrichtungen der beiden Nicols dar. Man dreht zuerst den Tisch in der Richtung des Pfeiles I so weit, bis der Kristall, dessen lange Kante vorher parallel zu PP' gelegen haben mag, die Stellung A' erreicht hat, in welcher er völlig dunkel erscheint; dann dreht man weiter gegen die Richtung QQ' zu, wobei der Kristall wieder hell wird. Nun geht man wieder zurück in der Richtung des Pfeiles II, bis man wieder, etwa in der Stellung A'', die Dunkelheit erreicht hat. Die Richtung a, welche den Winkel der beiden Richtungen a' und a'' halbiert, d. h. das Mittel der beiden Einstellungen, gibt die wahre Schwingungsrichtung. Wiederholt man die gleiche Manipulation mehrfach, so wird man in dem Mittel einer größeren Zahl von Ablesungen der wahren Dunkelstellung ziemlich nahe kommen.

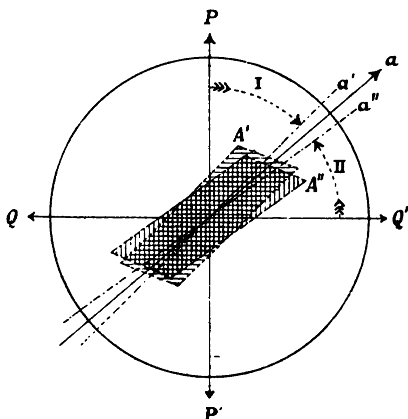


Fig. 73. Bestimmung der Auslöschungsrichtung.

An hexagonalen, tetragonalen und rhombischen Kristallen beobachtet man, da die Schwingungsrichtungen mit den Kristallachsen zusammenfallen, im allgemeinen gerade (Fig. 74) oder symmetrische (Fig. 75) Auslöschung. Da hier ferner die Schwingungsrichtungen für alle Farben dieselben sind, nimmt man die Bestimmung im weißen Lichte vor. Monokline Kristalle zeigen nur auf den Flächen der Zone der Querachse gerade oder symmetrische Auslöschung, während auf den übrigen Flächen eine Auslöschungsschiefe (Fig. 76) vorhanden ist, d. h. eine unsymmetrische Abweichung der Lage der Schwingungsrichtungen von der Richtung der Kristallkanten. Da diese Abweichung ferner für verschiedene Farben verschieden ist, wird die Einstellung der Dunkelheit im weißen Licht nur

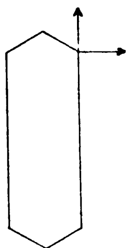
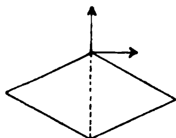
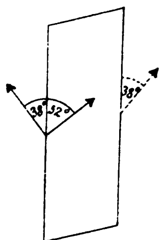




Fig. 74. Gerade Fig. 75. Symmetrische Fig. 76. Schiefe Auslöschung.

unvollkommen erreicht, und man bestimmt daher die Auslöschungsschiefe besser im monochromatischen Licht, wenn es sich nicht bloß um eine allgemeine Orientierung, sondern um eine genaue Messung handelt.

Wenn man die Auslöschungsschiefe bestimmt, so muß man des ferneren noch darauf achten, ob man die Messung von der Kristallkante aus nach vorn oder nach hinten vornimmt. Die Unterschiede, welche sich aus der Verwechslung beider Richtungen ergeben, zeigt Fig. 76; der gestrichelte Pfeil bezeichnet in derselben die falsch eingezeichnete Schwingungsrichtung, deren richtige Lage die ausgezogenen Pfeile geben. Der Anfänger wird am besten tun, wenn er sich eine Skizze des Kristalls anfertigt, diese in parallele Lage mit dem dunkelgestellten Kristall bringt und nun parallel zu den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols Gerade einzeichnet; diese sind die gesuchten Schwingungsrichtungen in ihrer wahren Lage.

Wie schon oben bemerkt, zeigen hexagonale, tetragonale und rhombische Kristalle im allgemeinen gerade Auslöschung, da ihre Hauptentwicklung meistens entweder parallel oder symmetrisch zu einer der Hauptschwingungsrichtungen ist. Unter den monoklinen sind solche nicht selten, welche langprismatisch parallel zur Querachse (Epidot, Wollastonit) entwickelt sind, bei welchen also die hauptsächlichste Zone, die sog. Hauptzone, diejenige gerader Auslöschung ist; es ist klar, daß in dieser Art ausgebildete Kristalle im Dünnschliff leicht mit solchen verwechselt werden, welche in allen Durchschnitten gerade auslöschen, da Durchschnitte quer zu ihrer Längserstreckung an Menge stets zurücktreten. Andere monokline Kristalle sind tafelig nach der Basis oder prismatisch nach einer in der Längsfläche liegenden Richtung; an ihnen wird der monokline Charakter der Lage der Schwingungsrichtungen im Dünnschliff stets viel leichter kenntlich sein. Trikline Kristalle endlich können sehr wechselnd entwickelt sein, und man hat nur selten einen Anhaltspunkt, um dieselben richtig zu orientieren.

Der Wert der Auslöschungsschiefe eines monoklinen Minerals wird auf der Längsfläche bestimmt, und die Angaben darüber beziehen sich, wenn nichts Besonderes angegeben ist, stets auf die Längsfläche. Der Wert derselben auf irgend einer intermediären Fläche stellt nur dann ein für die Bestimmung des Kristalls wichtiges Kennzeichen dar, wenn die Auslöschungsschiefe auf der betreffenden Fläche für die in Frage kommende Substanz genau bekannt ist. Aus der Neigung einer Fläche gegen die Längsfläche läßt sich dieselbe im allgemeinen nicht berechnen, da die Auslösungsschiefe in einer Zone, z. B. von der Längsfläche zur Querfläche, nicht gleichmäßig abnimmt, ja sogar auf einer dazwischen liegenden Fläche einen höheren Wert erreichen kann als auf der

Längsfläche selbst. Da aber die Auslöschungsschiefe auf einer kristallographisch bestimmbaren Fläche für eine Substanz einen sehr charakteristischen Wert darstellt, sollte wenigstens für solche monokline Körper, welche nach den Prismenflächen gut spaltbar sind, neben der Auslöschungsschiefe auf der Längsfläche auch jene auf der Prismenfläche angegeben werden, zumal man, wenn der Winkel des Prismas selbst bekannt ist, aus diesen beiden Werten den wahren optischen Achsenwinkel direkt berechnen kann.

Am besten illustriert diese Verhältnisse das Beispiel des Diopsids, welcher auf der Längsfläche eine Auslöschungsschiefe von 38° aufweist. Mißt man mittels eines der im Anhang besprochenen Drehapparate die Auslöschungsschiefe an einem Kristall in der Zone von Längsfläche zu Querfläche auf verschiedenen, je 10° gegeneinander geneigten Flächen und trägt die erhaltenen Werte in vertikalen Abszissen ein, während man in horizontalen Abschnitten die Neigung der betreffenden Fläche zur Längsfläche einzeichnet, so erhält man die in Fig. 77 dargestellte Kurve, aus welcher direkt die Auslöschungsschiefe für jede beliebige Fläche der Zone abgelesen werden kann, so z. B. auch für das Prisma, dessen Winkel beim Pyroxen nicht sehr entfernt von 90°, dessen Hälfte also annähernd gleich 45° ist, und auf welchem noch eine Auslöschungsschiefe von 30° auftritt. Es folgt aus dem Verlauf dieser Kurve aber noch ein weiterer, für die Untersuchung von Dünnschliffen besonders wichtiger Umstand. Da die Auslöschungsschiefe des Pyroxens von der Querfläche aus, in welcher symmetrische Auslöschung stattfindet, sehr rasch zunimmt, wird man nur in sehr genau orientierten Durchschnitten gerade Auslöschung finden, Durchschnitte, wie sie natürlich im Dünnschliff äußerst selten sind. Man kommt so leicht zu dem Irrtum, als läge ein triklines Mineral vor, welches überhaupt in allen Schnitten schiefe Auslöschung aufweist.

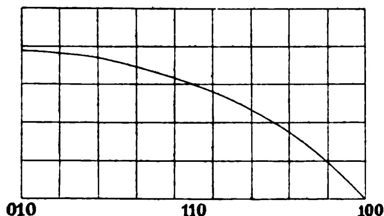


Fig. 77.
Kurve der Auslöschungsschiefe des Diopsids.

Bei triklinen Mineralien ist die Bestimmung der Auslöschungsschiefe nur dann von Wert, wenn man die Fläche, durch welche man beobachtet, genau orientieren kann. Während die Orientierung der Längsfläche eines monoklinen Kristalls nach den später zu besprechenden Methoden der Untersuchung im konvergenten polarisierten Licht leicht festzustellen ist, da diese Fläche entweder parallel oder senkrecht zur Ebene der optischen Achsen liegt, ist eine solche Bestimmung bei triklinen Kristallen auf optischem Wege im allgemeinen nicht möglich. Hin und wieder bietet der Verlauf von Spaltrissen, Zwillingsbildungen usw. einen Anhaltspunkt dar, und nur in solchen Fällen wird die Messung der Auslöschungsschiefe bei triklinen Kristallen von größerer Bedeutung sein.

Die Stauroskope. Die einfache Einstellung auf Dunkelheit, wie sie oben beschrieben wurde, reicht für feinere Messungen nicht aus, und man hat eine Reihe von Methoden erdacht, welche den Resultaten mehr Exaktheit verleihen. Besonders bei farblosen Mineralien bewährt es sich, wenn man zuerst zwischen gekreuzten Nicols die Auslöschungsstellung möglichst genau sucht und nun, während man den Analysator dreht, beobachtet, ob gleichmäßig mit der Aufhellung des ganzen Gesichtsfeldes auch der Kristall allmählich heller wird, und ob er in jeder Stellung der beiden Nicols zueinander genau denselben Ton aufweist wie das umgebende Gesichtsfeld. Erst wenn dies der Fall ist, ist die Einstellung vollkommen.

Wo es sich um Spezialarbeiten handelt, wendet man zu demselben Zweck eine Reihe von Nebenapparaten an, welche man allgemein als Stauroskope (griech. *staurós*, Kreuz) bezeichnet. Die wichtigeren von diesen sind:

1. das Kobellsche Stauroskop;
2. die Brezinasche Doppelplatte;
3. die Calderonsche Doppelplatte;
4. die Bertrandsche Platte;
5. die *Teinte sensible* (franz. empfindliche Farbe);
6. die Bravaissche Doppelplatte;
7. die Biotsche Quarzplatte;
8. der Halbschattenpolarisator;
9. der Zwillingspolarisator.

1. Das Kobellsche Stauroskop besteht aus einer senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Platte von Kalkspat, welche man zwischen die Augenlinse des Okulars und den aufsetzbaren Analysator einlegt. Man sieht nun das Achsenbild eines optisch-einachsigen Kristalls, welches sofort stark gestört erscheint, sobald außerdem zwischen den beiden Nicols eine wenn auch in ganz geringem Maße doppelbrechende Substanz vorhanden ist. Die Schwingungsrichtungen in dem zu untersuchenden Kristall sind erst dann richtig eingestellt, wenn jede Störung des Achsenbildes verschwunden ist.

2. Die Brezinasche Doppelplatte ersetzt diesen einfachen Apparat durch zwei nebeneinander liegende Platten, gleichfalls von Kalkspat, welche nach entgegengesetzter Richtung gleichmäßig schief zur Basis, und zwar symmetrisch zur Zusammensetzungsfläche, geschnitten sind. Das in diesem Fall auftretende kombinierte Achsenbild zeigt in der Mitte des Gesichtsfeldes einen einzigen Balken, umgeben von farbigen Kurven. Sind die Schwingungsrichtungen in dem Kristall nicht genau gleich denjenigen der Nicols, so erscheint der Teil des Balkens, welcher über dem Kristall liegt, gegen die darüber hinausstehenden Teile desselben gebrochen.

3. Die Calderonsche Doppelplatte pflegt innerhalb eines eigens dazu angefertigten Okulars angebracht zu sein, weil die eingelegte Platte infolge ihrer Lichtbrechung eine größere Entfernung der Okularlinsen voneinander erfordert. Sie besteht aus zwei keilförmig geschnittenen Stücken von Kalkspat, deren Berührungsebene von oben betrachtet sich als scharfe Linie darstellt, gegen welche die Schwingungsrichtungen in beiden Hälften symmetrisch sind. Ist diese Grenze genau parallel zu den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols, so zeigen beide Hälften das gleiche Maß von Auslöschung. Fügt

man nun eine doppelbrechende Platte in den Gang der Strahlen ein, deren Schwingungsrichtungen von denjenigen der Nicols abweichen, so wird die Helligkeit der beiden Hälften der Doppelplatte, deren Schwingungsrichtungen schief zueinander stehen, verschieden verändert, und erst bei genauer Einstellung der Auslöschungsrichtung in der Kristallplatte ist die gleiche Helligkeit wieder hergestellt.

4. Die Bertrandsche Platte ist ebenso wie die vorhergehende gewöhnlich in einem eigenen Okular untergebracht. Sie besteht aus vier Sektoren von abwechselnd rechtsdrehendem und linksdrehendem Quarz, welcher in einer Dicke von ca 2,5 *mm* senkrecht zur Achse geschnitten ist. Durch einen hinzugefügten doppelbrechenden Kristall werden die an sich bläulichweißen Interferenzfarben der vier Sektoren in verschiedener Weise verändert, wenn die Schwingungsrichtungen in dem Kristall nicht genau mit denen der Nicols zusammenfallen (Fig. 78). Ist dies aber der Fall, dann müssen die vier Sektoren bei einer vollen Horizontaldrehung der Nicols stets untereinander gleich gefärbt sein.

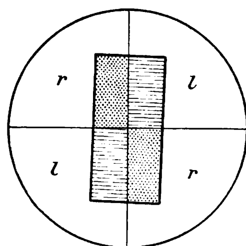


Fig. 78. Bertrandsche Platte.

5. Die *Teinte sensible*, in Fig. 80, S. 77 das Violett I am Beginn der zweiten Farbenordnung, wird gewöhnlich in der Weise hervorgebracht, daß man ein dünnes Plättchen eines farblosen, schwach lichtbrechenden Minerals (Quarz, Gips) in der Dicke anfertigt, daß es zwischen gekreuzten Nicols die betreffende Interferenzfarbe gibt. Man befestigt dasselbe am besten zwischen zwei schmalen Glasstreifen und führt es in den Schlitz oberhalb des Objektivs in der Weise ein, daß seine Schwingungsrichtungen 45° mit denjenigen der Nicols bilden. Wie Fig. 80 zeigt, genügt schon eine Verzögerung von 0,00001 *mm*, diese Farbe einesteils in Purpur, andernteils in Indigo zu verändern; gleichzeitig sieht man aus der dort gegebenen Zusammenstellung der Interferenzfarben, daß das Violett I von allen Interferenzfarben, welche zwischen gekreuzten Nicols auftreten, am leichtesten eine deutlich erkennbare Änderung erleidet. Gleichfalls als *Teinte sensible* verwendbar ist das Tiefviolett erster Ordnung, welches eine Platte von der halben Dicke der oben angeführten zwischen parallelen Nicols gibt, während das ebenfalls oft als Stauroskop angewandte Violett II am Anfang der dritten Farbenordnung für die hier in Betracht kommenden Zwecke weniger brauchbar ist, weil dort die Änderung der Farben erst in größeren Zwischenräumen vor sich geht. Die *Teinte sensible* wird nicht nur zur genauen Einstellung der Schwingungsrichtungen, sondern ebenso häufig auch als Kompensator (s. weiter unten) oder als Mittel zur Erkennung sehr schwacher Doppelbrechung benutzt, da eben schon die Einschaltung eines im geringsten Maße doppelbrechenden Kristalls genügt, um diese Farbe lebhaft zu beeinflussen.

6. Die Bravaissche Doppelplatte gestattet in noch höherem Maße die Verwendbarkeit der *Teinte sensible* auszunutzen. Sie bedarf auch wegen der geringen Dicke der eingeschalteten Platte kaum der Korrektion des Okulars. Eines der unter 5. erwähnten Plättchen wird diagonal zu seinen Schwingungsrichtungen zerschnitten und die eine Hälfte gegen die andere um 180° gedreht. In den beiden Hälften liegen dann die gleichwertigen Schwingungsrichtungen

um 90° gegeneinander verwendet (Fig. 79). Legt man das Plättchen nun so in das Okular ein, daß die Fuge der beiden Teile genau in einem Faden des Fadenkreuzes verläuft, so wird die Änderung, welche die eine Hälfte durch einen hinzugefügten doppelbrechenden Kristall erfährt, in der andern entgegengesetzt, so daß man infolge der Nebeneinanderstellung der beiden Farbenänderungen dieselben noch im denkbar geringsten Maße erkennen kann. Diese Methode ist so exakt, daß man damit die Doppelbrechung eines Glaswürfels beobachtet, welche derselbe annimmt, wenn man ihn kräftig mit den Fingern zusammenpreßt. Es ist dies überhaupt die genaueste Methode zur Erkennung der Doppelbrechung an sich wie zur Bestimmung der Auslöschungsrichtung, deren Wert nur dadurch beeinträchtigt wird, daß sie auf einer Änderung der Interferenzfarben beruht und daher in monochromatischem Licht, d. h. bei der genauen Bestimmung der Auslöschungsrichtung monokliner und trikliner Kristalle, nicht verwendet werden kann.

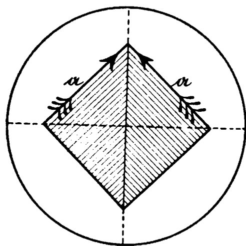


Fig. 79.
Bravaissche Doppelplatte.

7. Die Biotsche Quarzplatte ist eine 3,75 *mm* dicke Platte, senkrecht zur Achse geschnitten, welche zwischen den Nicols beim Drehen des Analysators verschiedene charakteristische Interferenzfarben, darunter auch bei einer bestimmten Stellung des Analysators das empfindliche Violett zeigt. Während dieses hauptsächlich zur Bestimmung der Auslöschungsrichtung farbloser Kristalle dient, sollen andere Farben besser geeignet sein, wenn es sich um die Messung gefärbter Substanzen handelt. Außerdem kann man, wenn die Auslöschungsstellung gefunden ist, dieselbe noch dadurch kontrollieren, daß man den Analysator dreht und so die Richtigkeit bei den verschiedenen Interferenzfarben prüft. Die Biotsche Quarzplatte ist meistens so gefaßt, daß sie in den Schlitz über dem Objektiv eingeschoben werden kann.

8. Der Halbschattenpolarisator ist ein Nicol, welcher etwas schief zu seinem Hauptschnitt in der Mitte geteilt und umgekehrt wieder zusammengekittet wurde. Die Schwingungsrichtungen bilden so einen kleinen Winkel miteinander. Er wird an Stelle des Polarisators eingesetzt, und beide Hälften erscheinen im gleichen Halbschatten, wenn der Hauptschnitt des Analysators parallel zur Schnittlinie steht.

9. Der Zwillingspolarisator unterscheidet sich vom letzteren dadurch, daß die Schwingungsrichtungen in den beiden Hälften um 90° gegeneinander gedreht sind. Die Verwendung beider Apparate ist indes eine sehr begrenzte, da man die Trennungsfuge gleichzeitig mit dem Kristall scharf sehen muß, also nur Objektive mit dem größten Fokalabstand benutzen kann.

Diejenigen Stauroskope, bei welchen es sich um Änderung der Interferenzfarben handelt, können ausschließlich zu Bestimmungen im weißen Licht verwendet werden; sie sind also nicht verwendbar, wenn es sich um die Bestimmung der Auslöschungsrichtungen stärker dispergierender, monokliner und trikliner Substanzen handelt, welche im monochromatischen Licht vorgenommen werden muß; in diesem Falle ist am empfehlenswertesten die Brezinasche Doppelplatte oder das Kobellsche Stauroskop.

Die Stärke der Doppelbrechung. Interferenzfarben. Die beiden Strahlen, in welche das Licht von einem doppelbrechenden Kristall zerlegt wird, besitzen für eine und dieselbe Farbe verschiedene Wellenlängen. Sie pflanzen sich daher verschieden rasch fort, und beim Austritt aus dem Kristall ist der eine Strahl gegen den andern um eine bestimmte Größe verzögert, welche von dem Unterschied der Elastizität der Schwingungsrichtungen und von der Dicke des Kristalls abhängt. Werden die beiden Strahlen durch den Analysator wieder auf eine Schwingungsebene zurückgeführt, so weisen sie eine Phasendifferenz auf. Nun gilt der Satz: Zwei geradlinig polarisierte Strahlen, welche durch Doppelbrechung aus einem einzigen geradlinig polarisierten Lichtstrahl entstanden sind, interferieren miteinander, wenn sie wieder auf eine und dieselbe Polarisationsebene zurückgeführt werden.

Da das gewöhnliche weiße Licht aus verschiedenen Farben von sehr verschiedener Wellenlänge λ zusammengesetzt ist, so wird bei einer bestimmten Dicke des Kristalls, welcher eine bestimmte Verzögerung des einen Strahls gegen den andern entspricht, die Phasendifferenz für die Schwingungen der verschiedenen Farben verschieden sein. Während sich so die beiden Strahlen für eine bestimmte Farbe durch Interferenz addieren und diese daher mit besonderer Lebhaftigkeit hervortritt, werden für eine andere Farbe die beiden Schwingungen sich gegenseitig aufheben, es wird also kein Licht von der betreffenden Farbe durch den Analysator hindurchgehen. An Stelle des weißen Lichtes treten somit Farben auf, welche man als Interferenzfarben bezeichnet.

Bei der Interferenz des Lichtes haben wir zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem die Schwingungsebene des Analysators parallel oder senkrecht zu derjenigen des Polarisators ist, da die aus dem Kristall austretenden Strahlen im ersteren Fall mit gleicher, im letzteren mit entgegengesetzter Phase zur Interferenz kommen. Es werden somit bei parallelen Nicols (∥ Nicols) diejenigen Farben mit besonderer Intensität hervortreten, welche zwischen gekreuzten Nicols (+ Nicols) ausgelöscht werden, und umgekehrt, so daß die Interferenzfarben, welche wir zwischen parallelen Nicols beobachten, die Komplementärfarben derjenigen zwischen gekreuzten Nicols sind.

Betrachten wir den letzteren Fall, welcher in der mikroskopischen Technik fast ausschließlich in Betracht kommt, etwas

näher und nehmen wir der Einfachheit halber an, daß durch einen doppelbrechenden Kristall von bestimmter Dicke für alle Farben die gleiche absolute Verzögerung der beiden Strahlen hervorgebracht wird. Die Wellenlänge λ des äußersten Violett beträgt ca 380, diejenige des äußersten Rot ca 775 $\mu\mu$ (Millionstel Millimeter).

Zwischen gekreuzten Nikols treten wegen der Umkehrung der Schwingungsphase im Analysator diejenigen Farben besonders hervor, für welche die Verzögerung = $^1/_2\ \lambda$ oder einem ungeraden Vielfachen von $^1/_2\ \lambda$ ist, während diejenigen Farben ausgelöscht werden, welche um eine oder mehrere ganze Wellenlängen gegeneinander verzögert sind. Man kann so leicht die Interferenzfarbe eines Kristalls ableiten, wenn seine Dicke und die Höhe seiner Doppelbrechung bekannt sind, von welchen beiden Faktoren eben die Verzögerung abhängig ist. Oder man kann aus der Interferenzfarbe bei bekannter Dicke des Präparates die Doppelbrechung, bei bekannter Doppelbrechung dessen Dicke bestimmen.

Nehmen wir an, die Verzögerung der beiden Strahlen in einem Kristall betrage nur 50 $\mu\mu$ (vgl. Fig. 80), so wird für alle Farben beim Austritt aus dem Kristall eine geringe Phasendifferenz vorhanden sein, es wird somit etwas Licht, aber etwa gleich wenig von jeder Farbe durch den Kristall hindurchgehen, und wir bekommen den Eindruck einer grauen Färbung. Bei einer etwas größeren Verzögerung wird durch ein stärkeres Hervortreten von Violett ein lavendelgrauer Ton hervorgebracht; dann folgen ein lichtes Graublau, Grünlichweiß und endlich Gelbweiß, da nacheinander Blau, Grün und Gelb etwas stärker hervortreten, bis endlich bei einer Verzögerung von ca 300 $\mu\mu$, welches etwa die halbe Wellenlänge eines sehr intensiven Gelb ist, diese Farbe besonders aufleuchtet, während gleichzeitig das äußerste Violett ($\lambda = 380$) fast ganz ausgelöscht wird. Der Gesamteindruck ist derjenige einer lebhaft gelben Farbe. Betrachten wir diese Interferenzfarbe durch das Spektroskop, so sehen wir ein besonders kräftiges Leuchten in dem gelben Teil des Spektrums, welches nach beiden Seiten zu weniger hell erscheint, bis im Violett endlich kein Licht mehr sichtbar ist.

Nehmen wir etwa die doppelte Verzögerung, ca 575 $\mu\mu$, so ist dies gleich der ganzen Wellenlänge eines Gelb, welches der *Na*-Linie naheliegt, dieses wird daher vernichtet, während dagegen ein lebhaftes Violett mit nahezu $1\,^1/_2\ \lambda$ Phasendifferenz zur Inter-

ferenz gelangt und mit doppelter Intensität hervortritt, und auf der andern Seite des Spektrums etwas Rot hinzukommt; die entsprechende Interferenzfarbe ist somit ein Rotviolett (in Fig. 80 Violett I); wir sehen bei spektroskopischer Betrachtung ein besonders starkes Aufleuchten des violetten Teiles des Spektrums, während im Gelb ein dunkler Streifen vorhanden ist. Da aber anderenteils das Violett im Spektrum an sich die am wenigsten leuchtende Farbe darstellt, so wird durch eine ganz geringe Änderung der Verzögerung diese Interferenzfarbe ungemein stark beeinflußt, wie dies Fig. 80 deutlich zeigt. Man bezeichnet diese Farbe daher als empfindliches Rot resp. Violett *(teinte sensible)*.

Man kann nun in derselben Weise fortfahren, die Veränderungen zu berechnen, welche das weiße Licht bei andern Verzögerungen erleidet, und man

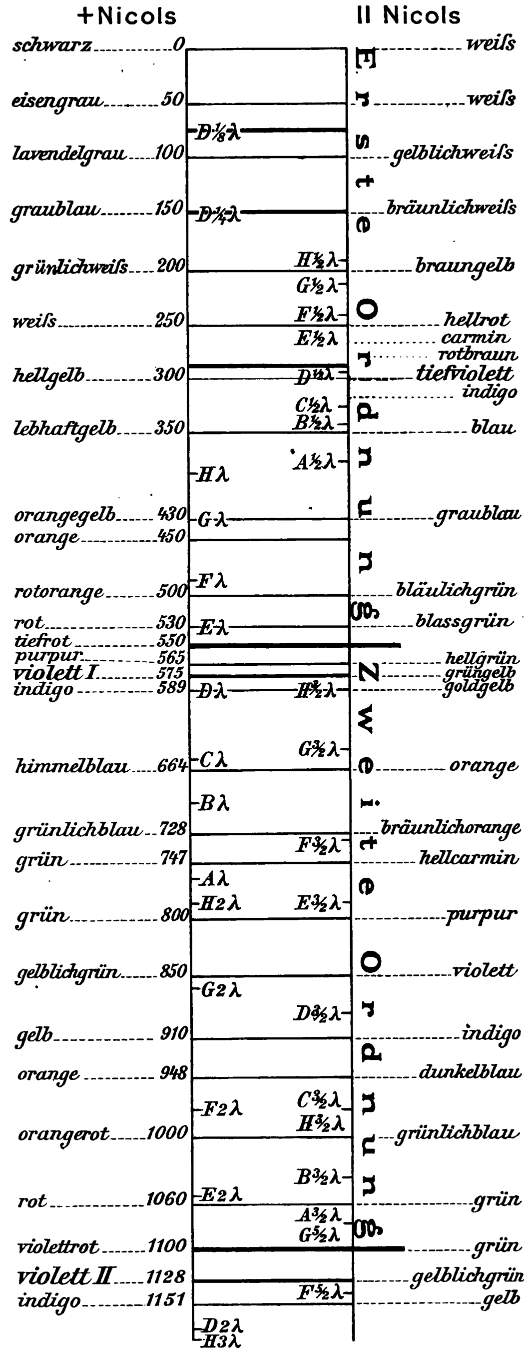


Fig. 80. Die Interferenzfarben.

findet so, daß dem Violett ein Blau, diesem Grün usw. folgt, bis man wieder beim Violett angelangt ist, worauf wieder Blau usw. folgen. Die Reihe der Farben von einem Violett zum andern bezeichnet man als eine Ordnung und unterscheidet so die Farben erster, zweiter, dritter usw. Ordnung.

Betrachten wir z. B. eine Farbe dritter Ordnung etwas genauer, etwa diejenige, welche durch eine Verzögerung von 1500 $\mu\mu$ entsteht, so ist das die doppelte Wellenlänge eines lebhaften Rot, die dreifache eines Blaugrün, die vierfache des äußersten Violett: diese werden daher ausgelöscht, während dagegen in Gelb und Blau Addition stattfindet. Das Gesamtresultat ist infolge der größeren Intensität des gelben Teiles im Spektrum ein gelber Farbenton, welcher aber gegenüber dem zuerst besprochenen Gelb etwas gemischt erscheint und nicht mehr den Eindruck eines reinen Gelb hervorbringt. D. h. in den höheren Farbenordnungen treten an Stelle der lebhaften Farben der ersten und namentlich der zweiten Ordnung mattere Mischfarben. Nehmen wir eine Verzögerung von ca 5000 $\mu\mu$ an, so ist dies 7 λ eines intensiven Rot, 8 λ von Orange, 9 λ von Gelbgrün, 10 λ von Grün, 11 λ von Blau, 12 λ von Blauviolett, 13 λ von Violett; diese Farben werden somit ausgelöscht, während dazwischen in Rot, Gelb, Grün, Blau und Violett eine Addition der Schwingungen stattfindet, welche aber zusammen wiederum als Weiß zur Beobachtung kommen. Man nennt diese Interferenzfarben Weiß höherer Ordnung gegenüber dem durch sehr geringe Verzögerung hervorgebrachten Weiß erster Ordnung. Die Unterscheidung dieser beiden Arten von weißen Interferenzfarben mag für den Anfänger öfters Schwierigkeiten mit sich bringen; das durch vielfache Interferenz entstandene Weiß höherer Ordnung zeigt häufig ein mildes, perlmutterähnliches Aussehen, während das Weiß erster Ordnung im allgemeinen etwas mit Grau, Grün oder Gelb gemischt ist.

Die Unterscheidung der verschiedenen Ordnungen der Interferenzfarben ist überhaupt für den Anfänger etwas schwierig. Im normalen Fall kann man die Farben erster Ordnung als besonders kräftige, namentlich in dem empfindlichen Violett ziemlich tiefe Töne von den ungemein lebhaft leuchtenden Farben zweiter Ordnung trennen. In der dritten Ordnung werden dann die Farben matter und gemischter und mit dem weiteren Ansteigen geht die Lebhaftigkeit rasch verloren, so daß in der fünften bis sechsten Ordnung das Weiß höherer Ordnung erreicht ist.

Zur Beobachtung der Interferenzfarben bedient man sich gewöhnlich der beiden Nicols in gekreuzter Stellung, nur in verhältnismäßig seltenen Fällen ist eine Beobachtung zwischen parallelen Nicols angezeigt, und zwar namentlich dann, wenn es sich um sehr schwach doppelbrechende Kristalle handelt, die zwischen gekreuzten Nicols nur wenig aufhellen, so daß die Beobachtung der vorhandenen Doppelbrechung nicht ganz sicher erscheint; zwischen parallelen Nicols beobachtet man dann (vgl. Fig. 80, S. 77) öfters noch ziemlich deutliche Farbentöne.

Modifikationen der Interferenzfarben. Bei der Ableitung der Interferenzfarben wurde im obigen angenommen, daß die Verzögerung des einen Strahls gegen den andern für alle Farben gleich sei, was aber durchaus nicht der Fall ist. Ebenso wie die Lichtbrechung selbst für verschiedene Farben verschieden ist, ist es mit den Unterschieden der Lichtbrechung, welche im polarisierten Licht die Interferenzfarben hervorbringen, wie z. B. aus nebenstehender Zusammenstellung der Brechungsexponenten des Kalkspates für die verschiedenen Linien des Spektrums hervorgeht.

	$\omega=\gamma$	$\varepsilon=\alpha$	$\gamma-\alpha$
A	1,650	1,483	0,167
B	1,653	1,484	0,169
D	1,658	1,486	0,172
F	1,668	1,491	0,177
H	1,683	1,498	0,185

Infolge dieser Verschiedenheiten in der Differenz der Brechungsexponenten für die verschiedenen Farben werden auch die an verschiedenen Substanzen auftretenden Interferenzfarben bei gleicher mittlerer Verzögerung nicht vollständig identisch sein. Allerdings sind die Unterschiede im allgemeinen nicht allzu groß, indes wird und zwar nicht bloß in extremen Fällen durch diese Dispersion der Doppelbrechung die Schwierigkeit, welche die Beobachtung der Interferenzfarben darbietet, um ein bedeutendes erhöht. Wenn, wie dies bei dem angeführten Beispiel, dem Kalkspat (und ebenso beim Quarz und den meisten gesteinsbildenden Mineralien), der Fall ist, die Doppelbrechung für Rot geringer ist als für Violett, so erscheinen nach Becke in der ersten Farbenordnung lebhaftere, übernormale Interferenzfarben, welche bei starker Dispersion die leuchtende Beschaffenheit der normalen zweiter Ordnung erreichen können. Ist dagegen $\gamma-\alpha$ für Rot größer als für Violett, was der seltenere Fall zu sein scheint, so werden die Interferenzfarben matter, unternormal. Daß bei den später zu besprechenden Methoden der Kompensation diese Verhältnisse

öfter recht bedeutende Mißstände mit sich bringen, versteht sich von selbst, da eben diese verschiedenen Farben sich gegenseitig nicht völlig kompensieren können, da sie in verschiedenen Teilen des Spektrums abweichende Doppelbrechung aufweisen.

Ferner kommt noch der Fall vor, daß bei der Dispersion der Doppelbrechung der Nullpunkt durchschritten wird, daß also für eine Seite des Spektrums die Doppelbrechung positiv, für die andere dagegen negativ ist, während für irgend eine Farbe die Doppelbrechung gleich Null ist. Dann ist diese letztere Farbe in jedem Fall ausgelöscht, und es tritt an Stelle der im normalen Fall grauen und graublauen Interferenzfarben niederster Ordnung eine tiefe, aber kräftige Farbe auf, welche zu der ausgelöschten komplementär ist. Solche Interferenzfarben nennt man anomal im engeren Sinne.

Eine weitere Reihe anomaler Interferenzfarben rührt von der Dispersion der Schwingungsrichtungen in monoklinen und triklinen Kristallen her, in deren Durchschnitten die verschiedenen Farben voneinander abweichende Schwingungsrichtungen haben. Es werden infolgedessen beim Drehen zwischen gekreuzten Nicols nicht alle Farben gleichzeitig ausgelöscht; an Stelle völliger Auslöschung erhält man einen Farbenwechsel von gelblichen zu violetten Tönen. Auch die Beschaffenheit der Interferenzfarbe bei einer Stellung der Schwingungsrichtungen unter 45° zu den Nicols wird durch diese Dispersion wesentlich beeinflußt. Diese letzteren Interferenzfarben bezeichnet man auch als Dispersionsfarben. Es ist noch zu erwähnen, daß die Interferenzfarben durch die Eigenfarbe der Mineralien, besonders auch durch bedeutende Absorptionsunterschiede in verschiedenen Richtungen oft recht stark modifiziert werden.

Je größer endlich der Öffnungswinkel des Beleuchtungs- und Beobachtungsapparates ist, desto weniger rein erscheinen die Interferenzfarben, einesteils weil das die Linsen in sehr schiefer Richtung durchsetzende Licht in hohem Maße eine partielle Umpolarisierung in denselben erfährt, andernteils weil dann der Kristall selbst von Strahlen sehr verschiedener Richtung durchsetzt wird, welche infolgedessen auch verschiedene Verzögerung erlitten haben. Es mischen sich dann die Polarisationsfarben miteinander, was natürlich eine exakte Bestimmung sehr erschwert. Bei Anwendung weitwinkliger Systeme wird man daher im allgemeinen zu Untersuchungen im parallellen polarisierten Licht den Beleuchtungskegel so weit einengen, als dies die zur Verfügung stehende Lichtquelle irgend gestattet.

Messung der Doppelbrechung mittels der Interferenzfarben. Da die Interferenzfarben von dem Maße der Verzögerung des einen

Strahls gegen den andern abhängen, bei einer und derselben Substanz daher in direktem Verhältnis zu der Dicke der Platte stehen, so kann man diese Farben zur Bestimmung der Doppelbrechung resp. der Dicke eines Präparates verwenden. Nebenstehende kleine Tabelle gibt die Dicke in *mm* an, welche eine parallel zur Achse resp. Achsenebene geschnittene Platte einiger Kristalle haben muß, um das lebhafte Violett erster Ordnung (Verzögerung 0,000575 *mm*) zu geben.

	$\gamma - \alpha$	Dicke *mm*
Quecksilberchlorür	0,640	0,00086
Triphenylbenzol .	0,348	0,0016
Rutil und Schwefel	0,287	0,0019
Kalkspat	0,172	0,0032
Olivin	0,036	0,015
Quarz	0,009	0,06
Apatit	0,004	0,14
Apophyllit . . .	0,001	0,55

Zur Bestimmung der Doppelbrechung eines Kristalls, welchen man zwischen gekreuzten Nicols beobachtet, durch die Interferenzfarben kann man sich verschiedener Methoden bedienen, welche teils auf einer Vergleichung der Interferenzfarben des zu untersuchenden Kristalls mit andern bekannten beruht, teils auf einer Kompensation der Doppelbrechung, wie sie bei der Verwendung der später zu besprechenden Kompensatoren in Frage kommt. Jeder der letzteren, welcher eine Reihe von Interferenzfarben nebeneinander aufweist, kann zu diesem Zwecke verwendet werden. Bei allen Methoden aber, welche die Messung der Doppelbrechung mittels der Interferenzfarben anstreben, ist die unumgängliche Voraussetzung, daß die Dicke des Präparats und seine Orientierung genau bekannt ist.

Am einfachsten und oft am raschesten zum Ziele führend sind die aproximativen Bestimmungen, indem man die Interferenzfarbe des Objekts mit einer Farbentafel der Interferenzfarben vergleicht, wie eine solche von Michel-Lévy angefertigt wurde. Der Geübte wenigstens erreicht dadurch meist recht gute Resultate.

Eine etwas genauere Feststellung gestattet der gleichfalls von Michel-Lévy konstruierte Quarzkeilkomparator, dessen Durchschnitt Fig. 81 (S. 82) zeigt. Der Apparat ist als seitlicher Ansatz an einem Okular O angebracht. Er erhält das Licht L durch den Spiegel S; dasselbe wird von dem totalreflektierenden Prisma C durch einen zwischen zwei Nicols P und A mittels einer Schraube verschiebbaren Quarzkeil G geworfen und kommt durch das totalreflektierende Prisma R, dessen reflektierende Fläche versilbert ist, in das Sehfeld des Okulars. Von der Versilberung ist nur eine kleine, runde, zentrale Partie frei, auf welcher das kleine Prisma R' aufgekittet ist. Durch diese Öffnung beobachtet man die Interferenzfarbe des unter dem Objektiv M liegenden Kristalls, während der übrige Teil des Gesichtsfeldes, welcher sein Licht durch das totalreflektierende Prisma aus dem Nebenapparat erhält, die Interferenzfarbe der jeweilig eingestellten

Partie des Quarzkeiles aufweist. Man sieht also im Sehfeld des Okulars einen kleinen Kreis, welcher die Interferenzfarbe des auf dem Objekttisch liegenden Minerals zeigt, umgeben von einem in der Interferenzfarbe des Quarzkeils

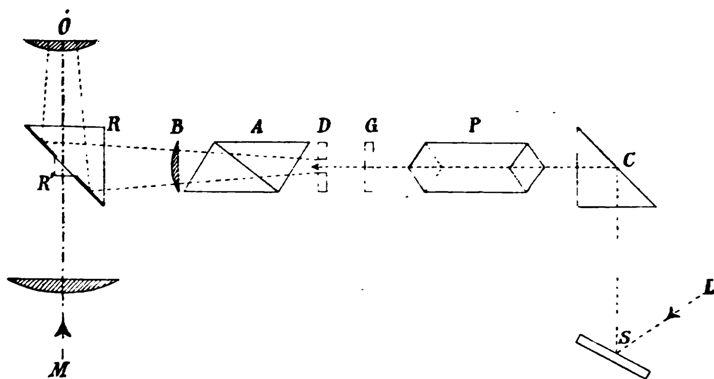


Fig. 81. Quarzkeilkomparator von Michel-Lévy.

gefärbten Ring, welch letzterer durch Verschieben des Keils mit der Farbe des inneren Kreises in Übereinstimmung gebracht werden kann. An einer Marke liest man dann die Dicke der betreffenden Stelle des Quarzkeils ab und bestimmt daraus direkt die Höhe der Interferenzfarbe.

So interessant dieser Apparat auch erscheinen mag, so ist er doch nur in Ausnahmefällen mit Nutzen zu verwerten. Die Modifikationen, welche die Interferenzfarben durch die verschiedene Doppelbrechung für verschiedene Farben, durch die verschiedene Lichtbrechung der Kristalle, durch ihre Durchsichtigkeit etc. erfahren, sind schon bedeutend genug, um eine absolute Vergleichung der Interferenzfarben wenigstens sehr zu erschweren. Dazu kommt noch die verschiedene Intensität der Beleuchtung der beiden zu vergleichenden Objekte, d. h. eine Menge Unzuträglichkeiten in der Bestimmung, welche außerdem überhaupt nur an farblosen Mineralien zum Ziele führt. Die Messung der Dicke kann man nun zu solchen Zwecken dadurch ausführen, daß man bei Anfertigung eines Dünnschliffs zusammen mit dem Gesteinsbruchstück an den verschiedenen Ecken des Präparates kleine basische Spaltungsstücke von Schwerspat dünnschleift, deren Interferenzfarben in dem fertigen Präparat den Maßstab für die Dicke desselben abgeben, vorausgesetzt daß die Schlifffläche nicht gewölbt ist, was aber im allgemeinen doch der Fall sein dürfte.

Besonders ungenau wird die Messung, wenn es sich um die grauen und graublauen Interferenzfarben niederster Ordnung handelt. Es wurde vorgeschlagen, in solchen Fällen direkt unter dem Präparat einen horizontalen Spiegel anzubringen. Das Licht wird dann durch eine in den Tubus über dem Analysator eingeschobene Spiegelvorrichtung durch diesen und das Präparat auf den unter dem Präparat befindlichen Spiegel geworfen. Von diesem reflektiert, durchsetzt es das Präparat und den Analysator zum zweitenmal, bevor es zum Auge gelangt, und man erhält den Eindruck, als würde man eine doppelt so dicke Platte zwischen parallelen Nicols betrachten. Aber auch in solchen Fällen erzielt man mittels der Kompensatoren viel zuverlässigere Resultate.

Zu bemerken ist dabei, daß in Schliffen von der ungefähren Dicke von 0,01 *mm* die meisten Mineralien in diesen wenig prägnanten grauen Tönen polarisieren; es erscheint daher für gewöhnliche Untersuchungen nicht zweckmäßig, wenn die Dünnschliffe allzu dünn angefertigt werden.

Die Bestimmung der Doppelbrechung aus den Interferenzfarben wird im Dünnschliff auch dadurch weniger genau, daß nur ausnahmsweise genau orientierte Durchschnitte vorliegen. Um den Unterschied in der Geschwindigkeit der beiden Strahlen in einem optisch einachsigen Mineral bestimmen zu können, ist es notwendig, einen Durchschnitt des betreffenden Minerals parallel zur optischen Achse zu benutzen, da nur in diesem der außerordentliche Strahl mit seinem wahren Werte erscheint, desgleichen erhält man bei optisch zweiachsigen Substanzen den wahren Wert von $\gamma - \alpha$ nur in einem Schnitt parallel zur Achsenebene.

Interferenzfarben in verschieden orientierten Durchschnitten. Von allen Durchschnitten eines optisch einachsigen Minerals in einem Schliffe wird der Schnitt parallel zur optischen Achse die höchsten Interferenzfarben zeigen: die Farben werden um so niederer, je größer die Neigung des Schnittes zur Achse ist, bis bei einer Neigung von 90° überhaupt keine Einwirkung auf das parallele polarisierte Licht mehr eintritt. Schnitte von optisch einachsigen Kristallen senkrecht zur optischen Achse verhalten sich im parallelen polarisierten Licht wie isotrope Körper, soweit nicht durch hohe Doppelbrechung des Minerals oder durch große Dicke der Platte die Erscheinungen der konischen Refraktion sich einstellen, welche ein Hellbleiben des Durchschnitts beim Drehen zwischen gekreuzten Nicols zur Folge haben.

Unter den verschiedenen Durchschnitten eines optisch zweiachsigen Kristalls zeigt der Schnitt parallel zur Achsenebene die höchsten Interferenzfarben, da hier das Maximum und das Minimum der Lichtgeschwindigkeit in Frage kommen; in einem Schnitt senkrecht zur ersten Bisektrix wird eine um so niederere Interferenzfarbe auftreten, je kleiner der Winkel der optischen Achsen ist. In allen Fällen ist die Interferenzfarbe in einem solchen Schnitt niederer als in einem Schnitt senkrecht zur zweiten Mittellinie, dessen Interferenzfarbe sich um so mehr derjenigen im Schnitte parallel zur Achsenebene nähert, je größer der stumpfe Achsenwinkel ist. In einem Schnitt senkrecht zu einer Achse endlich pflanzen sich beide Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fort, sie erleiden somit keine Verzögerung gegeneinander und zeigen auch keine Interferenzfarbe. Infolge der konischen Refrak-

tion aber, welche in zweiachsigen Kristallen in der Richtung der optischen Achse stets auftritt, erscheinen solche Schnitte zwischen gekreuzten Nicols hell und bleiben gleichmäßig hell bei einer vollen Umdrehung des Schliffes um 360°. Diese Erscheinung ist um so weniger deutlich, je dünner der Schliff und je geringer die Doppelbrechung des Kristalls ist; sie ist in dünnen Schnitten sehr schwach doppelbrechender Kristalle überhaupt nicht mehr erkennbar, und solche Durchschnitte erscheinen daher im parallelen polarisierten Licht gleichmäßig dunkel.

Schneiden wir aus einem Kristall einen dünnen Keil und betrachten diesen im weißen, parallelen, polarisierten Licht, so beobachten wir, da bei gleicher Doppelbrechung die Interferenzfarben nur von der Dicke abhängig sind, in parallelen Streifen nebeneinander die verschiedenen Farbenordnungen. Solche Keile dienen einesteils zum Studium der Interferenzfarben für den Anfänger, welcher eine Übung in der Unterscheidung der verschiedenen Ordnungen gewinnen will, da selbst die besten und mit den modernsten Mitteln ausgeführten Reproduktionen der Interferenzfarben die Eigenschaften derselben nur sehr unvollkommen wiedergeben. Zum Zwecke solcher Studien eignen sich am besten Keile von Quarz, welche so geschliffen sind, daß sie bei einer Länge von ca 8 *cm* die vier ersten Farbenordnungen geben. Die weiteren Ordnungen kann man leicht entbehren, da die über die vierte Ordnung hinausgehenden Farben sich schon sehr dem Weiß höherer Ordnung nähern. Man beobachtet solche Präparate am besten zwischen zwei Sätzen von Glasplatten, welche man so gegeneinander stellt, daß die eine um den Polarisationswinkel des Glases gegen die andere gedreht ist. Man legt nun den Keil unter 45° gegen die Einfallsebene des Lichtes auf die eine Glasplatte und blickt möglichst schief durch die andere hindurch. Das durch Reflexion polarisierte Licht (Fig. 22, S. 13), welches die eine Glasplatte liefert, schwingt senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes, während das durch Brechung polarisierte, welches durch die andere hervorgebracht wird, seine Schwingungen parallel zur Einfallsebene ausführt, so daß dieser einfache Apparat Beobachtungen „zwischen gekreuzten Nicols“ bei einem beliebig großen Gesichtsfeld auszuführen gestattet.

Die Interferenzfarben, welche an keilförmigen Schichten innerhalb der Präparate auftreten, dienen in nicht wenigen Fällen bei der mikroskopischen Untersuchung von Dünnschliffen und isolierten Kristallen zur sichern Bestimmung der Höhe der Interferenzfarben, und auch als Hilfsmittel bei der Definition einer Kristallform sind sie nicht selten von ziemlichem Werte. Keilförmige Partien bilden sich in den Dünnschliffen teils durch Abblättern eines gut spaltbaren Minerals, teils dadurch, daß die Grenzen eines Individuums ziemlich schief zur Richtung des Schliffes liegen, teils endlich am Rande des Schliffes, welcher meist etwas dünner ist. Man kann dann von der dünnsten Stelle an, an welcher man die Farben niederer Ordnungen bemerkt, die sich folgenden Farbenstreifen einfach abzählen und z. B. konstatieren, wie oft unter denselben das Rot wiederkehrt, bis man die Interferenzfarbe im Hauptteile des Durchschnittes erreicht hat. Diese durch keilförmige Schnitte hervorgebrachten Farbenbänder führen bei schief getroffenen Zwillingslamellen stärker doppel-

brechender Mineralien öfter zu dem Irrtum, als läge eine ganze Reihe solcher Lamellen vor, während es sich tatsächlich nur um eine einzige schief getroffene handelt. Ein Beispiel dieser Erscheinung gibt Fig. 82, welche einen Augitkristall mit einer einzigen schief hindurchsetzenden Zwillingslamelle darstellt.



Fig. 82.
Einfache Zwillingslamelle in Augit.

An isolierten Kristallen dienen die an den keilförmig zulaufenden Rändern auftretenden Interferenzfarben sehr häufig als wichtiges Hilfsmittel bei der Ermittlung der Kristallform, wie sich z. B. aus den Interferenzstreifen an dem künstlichen Kristall von Vitriolbleierz in Fig. 83 dessen Form ziemlich leicht ableiten läßt. Sie dienen aber ferner auch zur approximativen Bestimmung der Doppelbrechung. Beobachtet man an Kristallen mit ziemlich flach gegeneinander geneigten Randflächen sehr enge Streifen, so handelt es sich sicher um eine sehr stark brechende Substanz usw.

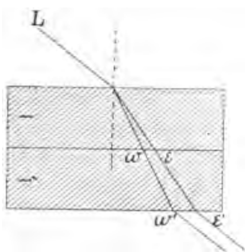
Endlich trifft man hin und wieder Kristalle, welche beim Drehen zwischen gekreuzten Nicols überhaupt nicht auslöschen, sondern einen Wechsel verschiedener Farben zeigen. Dies kann in einzelnen, aber ziemlich seltenen Fällen von einer starken Dispersion der Schwingungsrichtungen herrühren oder aber davon, daß Zwillingskristalle vorliegen, deren Verwachsungsebene annähernd parallel zur Ebene des Mikroskoptisches ist, wobei die Schwingungsrichtungen der beiden Individuen eine schiefe Lage gegeneinander aufweisen. Wenn dann die Schwingungsrichtungen des einen parallel zu den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols sind, erscheint nur die Interferenzfarbe des andern, und umgekehrt, während in den Zwischenstellungen Übergangsfarben zwischen diesen beiden vorhanden sind. Die Unterscheidung der beiden Fälle findet man im monochromatischen Licht, in welchem volle Auslöschung eintritt, wenn die Ursache des Farbenwechsels in der Dispersion der Schwingungsrichtungen begründet ist, dagegen keine Auslöschungsstellung gefunden werden kann, wenn die Ursache sich überlagernde Zwillinge sind.



Fig. 83. Künstlicher Kristall von Vitriolbleierz zwischen gekreuzten Nicols.

Charakter der Doppelbrechung. Die Höhe der Interferenzfarben ist abhängig von der Verzögerung, welche der eine Strahl gegen den andern beim Durchgang durch einen doppelbrechenden

Kristall erleidet. In einer parallel zur optischen Achse geschnittenen Platte eines optisch einachsigen, negativen Minerals z. B. wird der parallel zur optischen Achse schwingende außerordentliche Strahl dem ordentlichen, welcher senkrecht zu dieser Achse schwingt, um eine bestimmte Größe vorauseilen bzw. weniger stark abgelenkt werden. Legen wir auf diese erste Platte eine zweite eines ebenso orientierten Kristalls in paralleler Stellung, so wird derjenige Strahl, welcher in der ersten mit größerer Geschwindigkeit und kleinerer Lichtbrechung sich fortpflanzte, auch in der zweiten der weniger stark gebrochene und somit der schnellere sein, wie dies Fig. 84 darstellt, während der andere auch in der zweiten sich mit geringerer Geschwindigkeit bzw. größerer Lichtbrechung fortbewegt. Die Phasendifferenz der beiden Strahlen wird also beim Austritt aus dem zweiten Kristall gleich der Summe der Verzögerung in jedem einzelnen sein, oder: **die Doppelbrechung zweier Kristalle und damit die Interferenzfarben addieren sich, wenn gleichwertige Schwingungsrichtungen parallel liegen.** Drehen wir nun den einen der beiden Kristalle um 90°, oder fügen wir, wie dies in Fig. 85 dargestellt ist, statt der zweiten negativen eine gleichwertige Platte eines optisch positiven Kristalls hinzu, so wird derjenige Strahl, welcher in der ersten mit größerer Geschwindigkeit und kleinerer Brechung sich bewegte, in der zweiten mit kleinerer Geschwindigkeit und größerer Lichtbrechung sich fortpflanzen, und das Entgegengesetzte gilt für den andern Strahl. Die Phasendifferenz, welche die beiden Strahlen beim Austritt aus dieser Kombination aufweisen, wird somit gleich der Differenz der Verzögerung in jedem einzelnen sein, oder: **die Doppelbrechung zweier Kristalle und damit die Interferenzfarben kompensieren sich, wenn gleichwertige Schwingungsrichtungen zu einander gekreuzt liegen.**



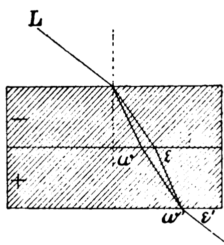


Fig. 84. Addition Fig. 85. Kompensation der Doppelbrechung.

Ist die Verzögerung in der einen Platte gleich der Verzögerung in der andern, so wird die Kombination derselben in gekreuzter Stellung im parallelen polarisierten Licht wirken wie ein optisch

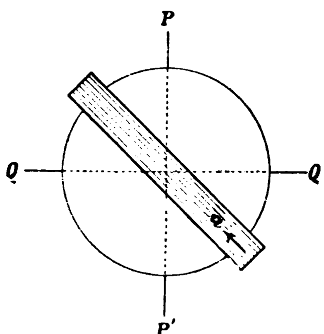
isotroper Körper, d. h. die Doppelbrechung des einen hebt die Doppelbrechung des andern vollständig auf, wie dies Fig. 85 darstellt.

Kompensatoren. Auf dieser Erscheinung beruht die Verwendung der sog. Kompensatoren, welche dazu dienen, durch Erhöhung resp. Erniedrigung der Interferenzfarben den Charakter der Doppelbrechung zu bestimmen, zum Teil aber auch eine genaue Messung der Interferenzfarben durch vollkommene Kompensation ermöglichen. Die wichtigsten derselben sind:

1. das Viertelundulationsglimmerplättchen;
2. die Plättchen mit Violett I, II etc.;
3. der Glimmerkeil;
4. der Quarzkeil;
5. das Birefraktometer;
6. der Babinetsche Kompensator;
7. der Zwillingskompensator;
8. der Biotsche Drehquarz;
9. der Wrightsche Keil.

Von diesen Nebenapparaten werden die unter 1 und 2 genannten zweckmäßig jedem, selbst dem einfachsten, Polarisationsmikroskop beigegeben, während die übrigen mehr zu Spezialuntersuchungen verwendet werden. Nr 5—7 werden gewöhnlich in besondere Okulare eingefügt, in welchen sie durch eine Schraubenbewegung verstellbar sind. Man muß, wenn man sich derselben bedient, unter Ausschaltung des Innennicols einen auf das Okular aufsetzbaren Analysator verwenden. Die übrigen werden in der Weise gebraucht, daß man sie in den über dem Objektiv befindlichen Schlitz (oder, bei älteren Modellen mit aufsetzbarem Analysator, in den Schlitz oberhalb des Okulars) einsteckt. Die betreffenden Öffnungen sind zum Teil so angebracht, daß die Längsrichtung der Plättchen unter 45° zu den Schwingungsrichtungen der Nicols zu liegen kommt, zum Teil in der Weise, daß die Kanten des Plättchens den Nicols parallel sind. Da in allen Fällen die Schwingungsrichtungen in den Kompensatoren 45° mit den Schwingungsrichtungen der Nicols bilden müssen, so werden dieselben für diese verschiedenen Vorrichtungen in verschiedener Weise angefertigt. Im ersteren Falle liegen die Schwingungsrichtungen parallel zu den Kanten des Rechteckes, es kann dann die Richtung größerer oder kleinerer Elastizität der Längsrichtung parallel gehen. Die Viertelundulationsplättchen wurden früher fast stets in der Weise angefertigt, daß die kleinste Geschwindigkeit der Längsrichtung entsprach, die andern Plättchen fertigte man mit entgegengesetzter Orientierung (Fig. 86, S. 88). Um den sich daraus ergebenden zahlreichen Verwechslungen vorzubeugen, orientiert man heute auch die Viertelundulationsplättchen in der letzteren Art oder, noch besser, man konstruiert alle in der in Fig. 87 dargestellten Weise, wo die Schwingungs-

richtungen 45° mit den Kanten des Plättchens bilden. Auf diesem markiert man die Richtung größter Geschwindigkeit a mit einem Diamant und hat noch



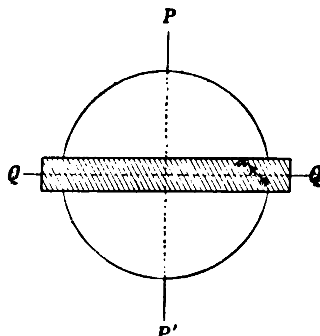


Fig. 86. Kompensator mit paralleler Fig. 87. Kompensator mit diagonaler Schwingungsrichtung.

den weiteren Vorteil, daß man, um eine Vertauschung der beiden Hauptschwingungsrichtungen hervorzubringen, das Plättchen einfach umzukehren braucht, während der zu beobachtende Kristall selbst unbewegt bleibt.

Infolge der verschiedenen Dispersion der Doppelbrechung in verschiedenen Substanzen läßt sich sehr häufig keine vollkommene Kompensation erzielen, was bei einer genaueren Bestimmung der Doppelbrechung recht mißlich ist. Namentlich bei Kristallen mit deutlich über- resp. unternormalen Interferenzfarben kann die Messung nicht sehr exakt ausgeführt werden. Es können die Kompensatoren natürlich aus jedem farblosen, doppelbrechenden Material hergestellt werden, im allgemeinen benutzt man dazu Gips, Glimmer und Quarz.

1. Das Viertelundulationsglimmerplättchen ist ein dünnes Spaltungsplättchen von farblosem Glimmer, welches eine Verzögerung der beiden Strahlen um ca $^1/_4$ Wellenlänge von Natriumlicht, also um ca 150 $\mu\mu$ hervorbringt. Dasselbe gibt zwischen gekreuzten Nicols für sich betrachtet das Graublau erster Ordnung (vgl. Fig. 80, S. 77), zwischen parallelen Nicols ein Bräunlichweiß. In manchen Fällen sollen auch Plättchen gute Dienste tun, welche nur eine Verzögerung von $^1/_8$ λ für Natriumlicht hervorbringen. Wenn man die verschiedenen Kompensatoren orientieren will, so benutzt man dazu stets das Viertelundulationsglimmerplättchen, welches im konvergenten Licht das Achsenbild des optisch zweiachsigen Glimmers gibt. Da der Glimmer optisch negativ ist, so entspricht die Richtung der Achsenebene der Richtung kleinster Elastizität.

2. Die Kompensatoren mit Violett I, II etc. wurden schon bei den Stauroskopen beschrieben; ihre ausgedehnte Benutzung

als Kompensatoren rechtfertigt hier eine Wiederholung. Das Violett I wird wohl am meisten zur Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung angewandt, das Violett II und weitere Plättchen mit noch höheren Interferenzfarben nur dann, wenn es sich um recht stark doppelbrechende Substanzen handelt. Man fertigt dieselben meist aus Gips oder Quarz an.

3. Der Fedorowsche Glimmerkeil (Fig. 88) besteht aus 16 gleich dicken, übereinander geschichteten Glimmerplättchen, von welchen jedes eine Verzögerung von $^1/_4\ \lambda$ hervorbringt, und immer das nächst höhere um ein bestimmtes Stück kürzer ist als das darunter liegende. Man hat in diesem Apparat die vier ersten Farbenordnungen in 16 Abstufungen zur Verfügung, wobei jede dieser Abstufungen so breit gemacht wird, daß das ganze Gesichtsfeld des Mikroskops jedesmal eine einheitliche Interferenzfarbe aufweist.



Fig. 88. Fedorowscher Glimmerkeil.

4. Der Quarzkeil ist ein keilförmig geschnittenes, schmales Quarzplättchen, welches mit einer Teilung versehen ist, die an jeder Stelle die entsprechende Verzögerung angibt. Man verschiebt denselben in den Schlitz über dem Objektiv so lange, bis durch Kompensation der Interferenzfarben entweder volle Dunkelheit oder noch besser das empfindliche Violett I erreicht ist, liest die Dicke des Quarzes an dieser Stelle ab und kann daraus die Doppelbrechung des Kristalls berechnen.

5. Das Birefraktometer besteht aus einem Okular, innerhalb dessen mit Schraube und Trieb der Quarzkeil verschoben werden kann; eine Mikrometerteilung, welche an jeder Stelle die Dicke des zur Verwendung kommenden Teiles des Keils direkt abzulesen gestattet, ist auf dem Glasstreifen eingeritzt, welcher den Keil bedeckt, und man kann somit jederzeit gleichzeitig mit der Einstellung selbst die Dicke des Keils bestimmen. Noch besser wird dies erreicht, wenn man den Quarzkeil so anfertigt, daß er nur die eine Hälfte des Gesichtsfeldes bestreicht, während die Teilung auf der andern Hälfte angebracht ist, und in dieser Zusammenstellung findet der Apparat nicht nur als Kompensator, sondern auch als Komparator Verwendung, indem man den Kristall in die freie Hälfte des Gesichtsfeldes einstellt und seine Interferenzfarbe mit den Farben des verschiebbaren Keils vergleicht.

6. Der Babinetsche Kompensator (Fig. 89) besteht aus zwei flachen, übereinander liegenden Quarzkeilen von gleichem brechenden Winkel. Bei dem einen Keil liegt die optische Achse parallel, bei dem andern senkrecht zur scharfen Kante. Der obere Keil ist nicht beweglich, während der untere verschiebbar ist und seine Bewegung durch Zahn und Trieb an einer Trommel abgelesen werden kann. In der Nullstellung ist in der Mitte des Gesichtsfeldes, welche durch ein schiefes Fadenkreuz (sog. Andreaskreuz) markiert ist, ein schwarzes Band vorhanden, da dort die beiden Keile, in welchen gleichwertige Richtungen sich kreuzen, gleich dick sind und sich ihre Doppelbrechung somit vollständig kompensiert. Nach beiden Seiten symmetrisch sieht man in aufsteigender Reihenfolge Bänder mit den verschiedenen Ordnungen der Interferenzfarben. Schiebt man nun eine doppelbrechende Platte ein, so wird das schwarze Band aus der Mitte des Gesichtsfeldes entfernt. Man verschiebt dann den beweglichen Keil mittels seiner Schraube so lange, bis das schwarze Band wieder genau in der Mitte liegt, und liest auf der Trommel das Maß der Verschiebung ab. Dreht man hierauf den Kristall um 90°, so entfernt sich das schwarze Band nach der entgegengesetzten Seite; es wird abermals in das Fadenkreuz eingestellt, und das Mittel beider Ablesungen gibt ein Maß für die Doppelbrechung des Kristalls. Da im monochromatischen Licht auch an Stelle der farbigen Bänder schwarze treten, muß die grobe Einstellung des zentralen Bandes im weißen Licht gemacht werden; dieselbe wird aber zweckmäßig im Natriumlicht kontrolliert. Die Doppelbrechung der untersuchten Platte ergibt sich dann nach der Formel $\gamma - \alpha = \frac{2\, r\, tg\, \varphi\, m}{d}$, wobei r die Höhe eines Schraubenganges, φ der Keilwinkel des Komparators, m die Zahl der Umdrehungen der Schraube und d die Dicke der untersuchten Platte ist.

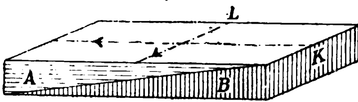


Fig. 89. Babinetscher Kompensator.

7. Der Zwillingskompensator besteht aus zwei um 180° gegeneinander gedrehten Babinetschen Kompensatoren, in welchen die beiden beweglichen Teile gleichzeitig, aber in entgegengesetzter Richtung beweglich sind. Beim Zwillingskompensator erscheinen, wenn sich ein doppelbrechender Kristall im Gange der Strahlen befindet, gleich weit nach beiden Seiten hinausgerückt zwei schwarze Bänder, welche durch die Bewegung

der Schraube in der Mitte vereinigt werden können, so daß hierdurch eine äußerst exakte Bestimmung ermöglicht wird.

8. Eine recht brauchbare Vorrichtung zur Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung ist auch der Biotsche Drehquarz. Es wird aus Quarz eine Platte senkrecht zur Achse so dünn geschliffen, daß die Zirkularpolarisation nicht mehr sichtbar ist. Diese wird so in einer Fassung befestigt, daß sie, in dem Schlitz über dem Objektiv eingeschoben, um eine horizontale Achse gedreht werden kann. Schiebt man die Platte in Normalstellung ein, so bewirkt sie keine Veränderung; sobald man sie aber dreht, wird sie doppelbrechend, wobei die Schwingungsrichtung des ordentlichen Strahls die Drehungsachse ist. Durch stärkere oder geringere Drehung kann man so beliebige Kompensation erzielen.

9. Da die einfachen Keile an dem Nachteil leiden, daß die niedersten Interferenzfarben wegen zu geringer Dicke des Keiles nicht mehr erhältlich sind, befestigt Wright einen Gipskeil auf einer entgegengesetzt orientierten planparallelen Platte von Gips, welche etwa das Violett I gibt. Durch die Subtraktion der einen Farbenordnung erhält man so an Stelle der dem Violett I benachbarten Farben des Keils die äußersten Farben der ersten Ordnung vom Nullpunkt angefangen.

Verwendung der Kompensatoren. Man bedient sich all dieser Kompensatoren in der Weise, daß man zuerst den zu untersuchenden Kristall zentriert und mit seinen Schwingungsrichtungen unter 45° zu denjenigen der Nicols einstellt. Außer beim Arbeiten mit dem Babinetschen und dem Zwillingskompensator, deren Handhabuug oben skizziert wurde, beobachtet man zuerst die Interferenzfarbe des zu untersuchenden Objektes, schiebt dann den Kompensator ein und sieht zu, in welcher Richtung eine Veränderung der Interferenzfarbe vor sich geht, d. h. ob die Interferenzfarbe der Kombination der Summe oder der Differenz der Verzögerungen im Kompensator einesteils, im Kristall andernteils entspricht. Haben wir z. B. einen prismatischen, optisch einachsigen, negativen Kristall vor uns und orientieren denselben so auf dem Tisch des Mikroskops, daß seine Längsrichtung mit der Richtung größter Schwingungsgeschwindigkeit in dem Kompensator zusammenfällt, so steigt die Interferenzfarbe; man hat den Eindruck, als wäre der Kristall dicker geworden, im entgegengesetzten Fall findet eine Erniedrigung der Interferenzfarbe statt, als ob jetzt eine dünnere Schicht vorliegen würde. Eine scheinbare Ausnahme ergibt sich nur bei solchen Kristallen, welche für sich sehr niedere Interferenzfarben aufweisen. Ein Kristall z. B., der für sich das Graublau erster Ordnung zeigt und welcher durch das Violett I in gekreuzter Stellung kompensiert wird, zeigt eine lebhaft orangegelbe Interferenzfarbe, welche aber trotzdem Subtraktion bedeutet, da sie niederer ist als das Violett I. Man überzeugt sich davon am besten, wenn man den Kristall um 90° dreht: dann tritt das höhere Blau zweiter Ordnung auf. Im allgemeinen wissen wir aber nach der

einfachen Betrachtung im parallelen polarisierten Lichte nicht, daß der beobachtete Kristall optisch einachsig und prismatisch ausgebildet ist. Wir können nur feststellen, daß parallel zu seiner Längsrichtung, seiner Hauptzone, die Richtung größter Schwingungsgeschwindigkeit vorhanden ist, und man bezeichnet daher die Bestimmung der relativen Geschwindigkeit der beiden in einem Durchschnitt schwingenden Strahlen als die Bestimmung des optischen Charakters der Hauptzone, wobei man als Hauptzone einfach diejenige Richtung nimmt, nach welcher ein Kristall oder Kristalldurchschnitt verlängert erscheint. Negativ ist dieser, wenn die Richtung größter, positiv, wenn diejenige kleinster Elastizität der Hauptzone parallel ist.

Die Bestimmung des optischen Charakters der Hauptzone liefert ein brauchbares Hilfsmittel für die Bestimmung der Kristalle, welches zumal bei der Untersuchung von Dünnschliffen vielfach verwertbar ist, indem durch Vergleichung des optischen Charakters der Hauptzone mit dem wahren optischen Charakter des Kristalls ein Hinweis auf seine kristallographische Ausbildung, auf die Lage der optischen Achsenebene etc. gegeben ist.

Das oben angeführte Beispiel zeigt, daß bei einem optisch einachsigen Kristall, dessen Hauptachse gleichzeitig der Hauptzone entspricht, der optische Charakter der letzteren gleich dem optischen Charakter des Kristalls ist. Ist der betreffende optisch einachsige, negative Kristall parallel zur Basis taflig, so beobachten wir in einem Querschnitt auch eine bezeichnende Verlängerung, zu welcher aber die Hauptachse senkrecht steht, d. h. wir haben jetzt die Richtung kleinster Schwingungsgeschwindigkeit parallel zur Hauptzone, deren Charakter somit positiv ist. Es ergibt sich für die Unterscheidung der verschiedenen Möglichkeiten folgende Tabelle:

Charakter des Kristalls			Charakter der Hauptzone
	Optisch einachsig		
+ resp. −	prismatische Ausbildung		+ resp. −
+ resp. −	taflige Ausbildung		− resp. +
	Optisch zweiachsig		
+ resp. −	prismatisch:	erste Bisektrix parallel zur Hauptzone	+ resp. −
	taflig:	zweite Bisektrix senkrecht zur Tafelfläche	
+ resp. −	prismatisch:	zweite Bisektrix parallel zur Hauptzone	− resp. +
	taflig:	erste Bisektrix senkrecht zur Tafelfläche	
+ resp. −	prismatisch:	Achsenebene senkrecht zur Hauptzone	+
	taflig:	Achsenebene parallel zur Tafelfläche	−

In den verschiedenen Durchschnitten durch eine optisch zweiachsige Substanz beobachtet man wechselnden Charakter der Doppelbrechung der Hauptzone, wenn die eine Schwingungsrichtung in jedem Schnitt der Zone die optische Normale ist.

Häufig stellen sich Unzulänglichkeiten bei der Bestimmung des Charakters der Hauptzone ein, weil entweder eine wirklich charakteristisch hervortretende Hauptzone nicht zu erkennen ist, oder weil das Weiß höherer Ordnung als Interferenzfarbe auftritt. Im ersteren Fall kann man von einem Charakter der Hauptzone überhaupt nicht sprechen, in letzterem muß man nach Abhilfe suchen. Entweder benutzt man dann keilförmig zulaufende Ränder des Kristalls oder Schliffes und führt die gewöhnlichen Methoden der Kompensation an den lebhaften Farbenstreifen durch, welche hier auftreten, oder man verwendet Kompensatoren, welche selbst schon den höheren Farbenordnungen entsprechen und mittels deren es gelingt, durch Subtraktion die lebhaften Interferenzfarben der niedern Ordnungen hervorzubringen.

V. Die Beobachtungen im konvergenten polarisierten Licht.

Strahlengang im konvergenten Licht. In zahlreichen Fällen ist es von Wichtigkeit, die optische Beschaffenheit von Kristallen oder Kristalldurchschnitten nicht nur in einer, sondern in möglichst verschiedenen Richtungen zu studieren. Man verwendet dazu entweder das konvergente polarisierte Licht, mittels dessen man die optischen Erscheinungen der Kristalle in verschiedenen Richtungen gleichzeitig überblicken kann, oder die im Anhange zu besprechenden Drehapparate, welche das Studium verschiedener Richtungen nacheinander gestatten.

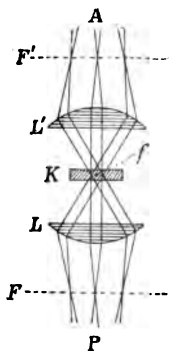


Fig. 90. Strahlengang im konvergenten Licht.

Den Strahlengang des konvergenten Lichtes zeigt Fig. 90. Die Linsen L und L' sind so angeordnet, daß der obere Brennpunkt von L mit dem unteren von L' in f zusammenfällt. Zwischen beiden Linsen befindet sich der zu untersuchende Kristall K. Jeder der Beleuchtungskegel, welche ihre Spitze in der unteren Brennebene F der Linse L haben, wird durch diese Linse in ein Bündel paralleler Strahlen umgewandelt, die in jeder innerhalb des Öffnungswinkels der Linse möglichen Neigung gegen die Achse aus der Linse austreten. Diese parallelen Bündel durchsetzen das zwischen beiden Linsen liegende Objekt und werden in der oberen Brennebene F' von L' wieder punktweise vereinigt.

In dem so zu stande kommenden Bild entspricht somit jeder Punkt einer bestimmten Richtung in dem Kristall, und wir beobachten im konvergenten Licht nebeneinander und gleichzeitig die optischen Erscheinungen, welche das betreffende Objekt in allen Fortpflanzungsrichtungen aufweist, in welchen dasselbe von den Lichtbündeln durchsetzt wird. Wir können aber die verschiedene Verzögerung, welche das Licht in

den mannigfachen Richtungen im Kristall erlitten hat, ohne weiteres nicht beobachten, da unser Auge hierfür nicht eingerichtet ist, und sehen daher im konvergenten Licht ohne Anwendung von Polarisationsapparaten überhaupt nichts.

Wenden wir aber statt des gewöhnlichen Lichtes durch den Polarisator *P* und den Analysator *A* polarisiertes Licht an, so werden, wenn es sich um einen doppelbrechenden Kristall handelt, an jedem Punkte des Bildes Interferenzerscheinungen sichtbar werden, welche der Verzögerung des einen Strahls gegen den den andern beim Durchgang durch den Kristall in der betreffenden Richtung entsprechen. Die so entstehenden Interferenz- oder Achsenbilder sind eines der wichtigsten Hilfsmittel, um die optische Beschaffenheit eines Kristalls zu erkennen.

Man muß bei den Beobachtungen im konvergenten polarisierten Licht stets klar darüber sein, daß die einzelnen Teile des entstehenden Interferenzbildes nicht bestimmten Stellen, sondern vielmehr bestimmten Richtungen im Kristall entsprechen. Das Bild ändert sich dementsprechend nicht, wenn man einen homogenen Kristall beliebig zwischen den Linsensystemen vorschiebt. Es ändert sich aber sofort, wenn man die in Betracht kommenden Richtungen ändert und z. B. den Kristall um eine horizontale Achse dreht.

Die beiden einfachen Linsen *L* und *L'* werden heutzutage durch Kombinationen plankonvexer Linsen ersetzt, in dem speziellen Fall, welcher hier zu betrachten ist, einesteils durch den über dem Polarisator angebrachten Beleuchtungsapparat, andernteils durch ein beliebiges Objektiv, welches die Stelle der Linse *L'* einnimmt.

Methoden der Beobachtung im konvergenten polarisierten Licht. Die einfachste Methode, um am Mikroskop von der Beobachtung des Objektes zu derjenigen des Interferenzbildes überzugehen, besteht darin, daß man das Okular entfernt und im polarisierten Licht die von dem Objektiv allein gelieferten Interferenzerscheinungen betrachtet, welche in Form eines kleinen Bildes in der oberen Brennebene des Objektivs sichtbar werden (Lasaulxsche Methode). Bei dieser Art der Beobachtung findet eine Umdrehung des Bildes nicht statt; das zur Beobachtung gelangende Interferenzbild hat somit die gleiche Lage wie das Objekt, ist aber gegen das mikroskopische Bild desselben verwendet. Die bei dieser Methode entstehenden Bilder sind im allgemeinen sehr

klein, dabei aber von großer Schärfe. Man kann dieselben nun selbstverständlich auch wieder vergrößern, wobei aber ein Teil der Schärfe verloren geht. Am einfachsten stellt man aus dem Okular und einem in den Tubus eingeschobenen Hilfsobjektiv (Bertrandsche Linse) ein schwaches Mikroskop her, welches durch Verschiebung des Einsatzrohres im Tubus auf das kleine Interferenzbild eingestellt werden kann und von diesem ein virtuelles Bild liefert, welches man durch das Okular beobachtet. Das so beobachtete Bild ist gegen das erste sowie gegen das Objekt verwendet und besitzt dieselbe Lage wie das mikroskopische Bild des Objektes. Die richtige Zentrierung der Bertrandschen Linse sollte stets im Anfang genau kontrolliert werden, indem man einen nach der Basis tafligen, optisch einachsigen Kristall im Mikroskop einstellt. Ist die Lage der Linse richtig, so muß das später zu besprechende schwarze Kreuz mit dem Fadenkreuz des Okulars zusammenfallen. Man kann aber das Achsenbild auch noch in der Weise vergrößern, daß man eine in einer Fassung verschiebbare Lupe über dem Okular anbringt (Kleinsche Lupe). Man erhält so ebenfalls ein virtuelles Bild in einer gegen das Objekt verwendeten Lage. Ein für Projektion und Photographie geeignetes reelles Bild endlich erhält man durch Anwendung einer Bertrandschen Linse ohne Okular oder mit einem Projektionsokular; auch das so entstehende Bild ist gegen das Objekt umgekehrt.

Das zur Beobachtung kommende Achsenbild erscheint um so kleiner, je stärker das angewandte Objektiv ist; da aber mit der Vergrößerung im allgemeinen auch die Apertur des Systems zunimmt, so erhält man bei Anwendung stärkerer Objektive stärker konvergente Strahlenbündel. Das entstehende Achsenbild gestattet somit beim Gebrauch stärkerer Objektive gleichzeitig sehr viel weiter gegeneinander geneigte Richtungen zu studieren, vorausgesetzt daß die Apertur des Beleuchtungsapparates für diejenige des Objektivs ausreicht. Daraus folgt, daß man bei mikroskopischen Beobachtungen im konvergenten Licht stets den Kondensor einlegt und ein möglichst starkes Objektiv[1] anwendet.

In Fig. 91 (S. 96) sind einige der gebräuchlichen Objektive nach Modellen von W. und H. Seibert im Durchschnitt abgebildet, wobei $2u$ deren Öffnungswinkel bedeutet. Fig. 92 (S. 96) zeigt das jedem derselben entsprechende

[1] Es mag hier erwähnt werden, daß man das konvergente Licht, wenn ein solches Objektiv fehlt, auch mittels eines kleinen Luftbläschens im Kanadabalsam, durch Seifenschaum usw. hervorbringen kann, wobei man dann mittels des Mikroskops das durch die Luftblase als Linse L' hervorgebrachte Interferenzbild vergrößert beobachtet.

Achsenbild eines optisch zweiachsigen Minerals mit einem scheinbaren Achsenwinkel von ca 85°.

Ist endlich die Apertur des Beleuchtungsapparates nicht ausreichend für das Objektiv, so sieht man nur den inneren Teil des Bildes beleuchtet, während sein Rand dunkel erscheint. Handelt

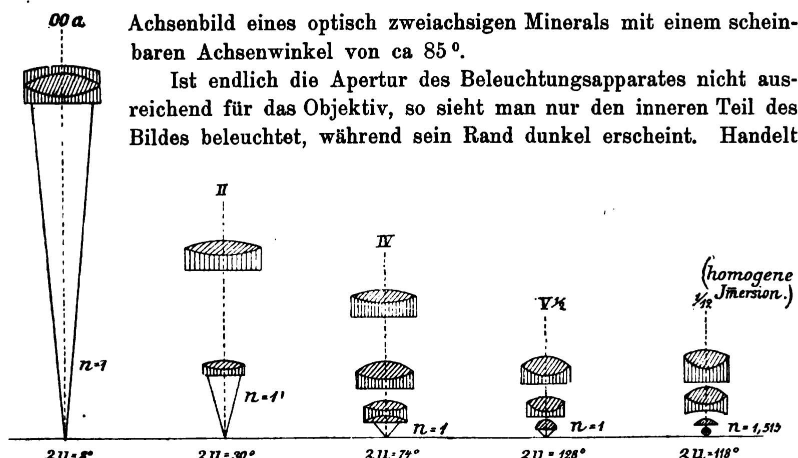


Fig. 91. Öffnungswinkel der wichtigsten Objektive von W. und H. Seibert.

es sich darum, in einem Gemenge zahlreicher winziger Individuen einzelne derselben im konvergenten polarisierten Licht zu untersuchen, oder besteht ein Kristall aus vielen schmalen Zwillingsindividuen, deren optische Natur erkannt werden soll, so bedient man sich einer Okularblende, damit nur das Licht, welches durch den in der Mitte des Gesichtsfeldes befindlichen Teil des Objektes hindurchgegangen ist, in das Auge gelange. Beobachtet man ohne Okular, so ist die einfachste Methode die, daß man nach genauer Zentrierung des be-

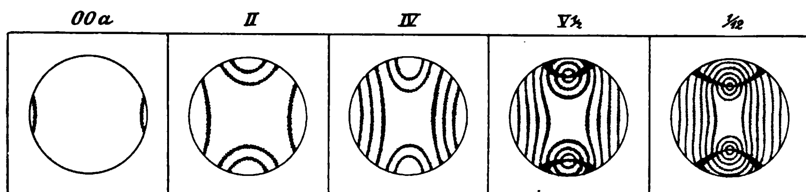


Fig. 92. Achsenbilder entsprechend den Objektiven in Fig. 91.

treffenden Teils und Entfernung des Okulars ein mit kleiner Durchbohrung versehenes Diaphragma auf das Rohr des Tubus auflegt. Oder aber man macht die Einstellung des Objektes mit einem Ramsdenschen Okular, in dessen unterer Brennebene eine Irisblende vorhanden ist. Man zieht dann bei parallelem Licht die Blende so weit zu, daß nur noch die zu untersuchende Partie sichtbar ist, und entfernt das Okular, während die Irisblende im Tubus sitzen bleibt. Bei Beobachtungen nach der Bertrandschen Methode bringt man die Irisblende am besten in der hinteren Brennebene der Hilfslinse an, welche in den Tubus eingeschoben wird.

Optische einachsige Kristalle. Betrachten wir zunächst die Erscheinungen näher, welche eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines optisch einachsigen Kristalls im konvergenten polarisierten Lichte zeigt. Unter den zahlreichen

Bündeln paralleler Strahlen ist eines AA' in Fig. 93, welches die Platte senkrecht durchsetzt, d. h. sich parallel zur optischen Achse fortpflanzt, und das gleichzeitig das Zentrum des ganzen Strahlenkegels bildet. Da in der Richtung der optischen Achse Doppelbrechung nicht stattfindet, so wird die Mitte des Interferenzbildes dunkel erscheinen. Untersuchen wir ein zweites Strahlenbündel $A'm$, welches den Kristall wenig schief zu seiner Achse durchsetzt, so wird das in dieser Richtung hindurchgehende Licht zerlegt in zwei Schwingungen, von welchen eine im Hauptschnitt, die andere senkrecht dazu stattfindet. Dieselben treten entsprechend der geringen Neigung gegen die Achse mit einer kleinen Phasendifferenz aus dem Kristall aus, und es erscheint eine schwache Aufhellung. Für weitere Strahlenbündel $A'l$, welche stärker gegen die Achse geneigt den Kristall durchsetzen, wird entsprechend dieser größeren Neigung auch die Verzögerung bedeutender sein, es wird also von der Mitte gegen den Rand des Bildes zu eine fortwährende Steigerung der Interferenzfarben stattfinden. Da aber alle gegen die Achse gleich geneigten Strahlen auch die gleiche Verzögerung aufweisen, so werden die verschiedenen Interferenzfarben in konzentrischen Ringen um den dunkeln Mittelpunkt auftreten und am lebhaftesten aufleuchten in denjenigen Hauptschnitten, die 45° mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols bilden. In jenen dagegen, welche mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols zusammenfallen, wird eine Zerlegung des Lichtes nicht eintreten. Sie bleiben somit unter allen Umständen dunkel. So beobachtet man ein schwarzes Kreuz, dessen Arme stets den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols parallel sind, und das die konzentrischen Ringe durch-

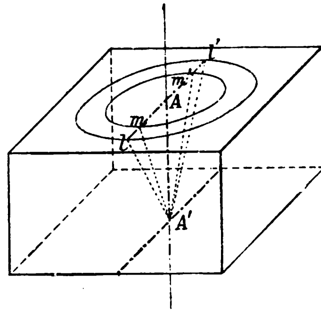
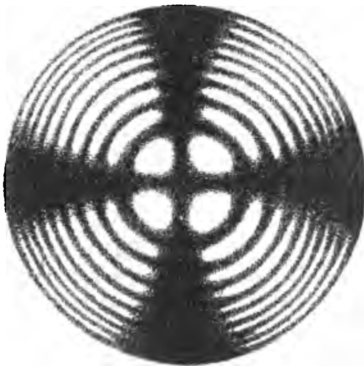


Fig. 93.
Konstruktion des Achsenbildes eines optisch einachsigen Kristalls.


Fig. 94.
Achsenbild eines stark doppelbrechenden optisch einachsigen Kristalls.

schneidet, welche die Interferenzfarben um das Zentrum des Gesichtsfeldes bilden (Fig. 94, S. 97).

Da in einem optisch einachsigen Kristall alle Richtungen senkrecht zur optischen Achse gleichwertig sind, wird beim Drehen des Objektivtisches um 360°, wobei nacheinander alle diese Richtungen mit den Schwingungsrichtungen der Nicols zusammenfallen, eine Änderung des Bildes nicht eintreten. Das Interferenzbild eines optisch einachsigen Kristalls in Schnitten senkrecht zu einer optischen Achse zeigt bei einer vollen Horizontaldrehung des Präparates keine Änderung.

Die Erscheinungen optisch einachsiger Kristalle in Schnitten senkrecht zur optischen Achse im konvergenten Licht bei Anwendung paralleler Nicols ergeben sich aus der obigen Ableitung von selbst. In demjenigen Hauptschnitt des Kristalls, welcher mit der Schwingungsrichtung der beiden Nicols zusammenfällt, und ebenso in dem dazu senkrechten, findet keine Zerlegung des Lichtes statt. Es tritt daher ein lichtes Kreuz an Stelle des schwarzen, das ebenso wie jenes konzentrische, farbige Ringe durchschneidet, welche aber an jeder Stelle die Komplementärfarben zu jenen zeigen, die man bei gekreuzten Nicols erhielt.

Ist die Fläche, durch welche man die Beobachtung eines Achsenbildes ausführt, nicht genau senkrecht zur Richtung der optischen Achse, dann ist nicht mehr das in der Mitte des Gesichtsfeldes zur Abbildung kommende Strahlenbündel dasjenige, welches den Kristall parallel zu seiner optischen Achse durchsetzt, sondern irgend ein anderes. Der Schnittpunkt des schwarzen Kreuzes erscheint dann aus der Mitte des Gesichtsfeldes verschoben, und die Farbenringe, deren Zentrum dieser Schnittpunkt bildet, sind exzentrisch in Beziehung auf die Umrandung des Gesichtsfeldes. Dreht man nun das Präparat, so beschreibt der Schnittpunkt des schwarzen Kreuzes einen Kreis um das Zentrum des Gesichtsfeldes (vgl. die obere Reihe in Fig. 95). Die Arme des Kreuzes aber, deren Richtung nur abhängig ist von den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols, deren Lage dabei nicht verändert wird, behalten ihre Richtung bei.

Wenn schließlich der Schnitt so schief getroffen ist, daß $w \sin \mu > u$ (wobei w der Brechungsexponent des ordentlichen Strahls in dem betreffenden Kristall, μ der Neigungswinkel des Schnittes gegen die optische Achse und u die Apertur des Beobachtungssystems ist), daß also die scheinbare Richtung der optischen Achse außerhalb des Öffnungswinkels des Beobachtungsapparates fällt, so kann man trotzdem meist noch mit ziemlicher Sicherheit einen Anhaltspunkt dafür gewinnen, daß es sich um einen optisch einachsigen Kristall handelt. Wie die untere Reihe in Fig. 95 zeigt, durchsetzen beim Drehen der Platte die äußeren Teile des schwarzen Kreuzes nacheinander das Gesichtsfeld.

In Fig. 95 ist der Unterschied der Achsenbilder in schiefen Schnitten optisch einachsiger Kristalle gegenüber von zweiachsigen hervorgehoben, indem die schwarzen Balken, welche durch das Gesichtsfeld wandern, genau parallel zu den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols eingezeichnet sind. Dies gilt indes nicht mehr, wenn es sich um sehr schiefen Achsenaustritt und ziemlich bedeutende Apertur des Objektivs handelt. Dann erleiden sie ebenso wie bei zweiachsigen

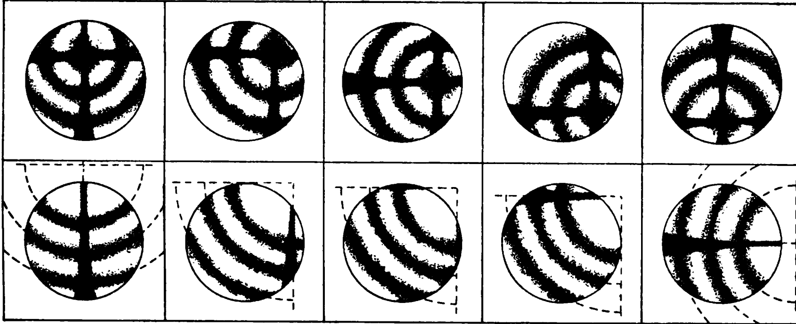


Fig. 95.
Achsenbilder optisch einachsiger Kristalle, welche schief zur Achse geschnitten sind.

eine deutliche Richtungsänderung beim Verschieben, während anderseits nicht allzu schief getroffene Schnitte zweiachsiger Kristalle mit kleinem Achsenwinkel, namentlich bei Anwendung von Systemen mit geringerer Apertur, eine durchaus geradlinige Verschiebung der Achsenbalken aufweisen. Bemerkt mag hier noch werden, daß z. B. für Spaltungsstücke von Kalkspat $\omega \sin \mu = 1{,}165$ ist, daß also der Austritt der Achse aus denselben nur mittels einer Immersion zu sehen ist.

Was endlich das Verhalten einer parallel zur Achse geschnittenen Platte eines optisch einachsigen Kristalls betrifft, so läßt sich dasselbe nicht unterscheiden von einem optisch zweiachsigen Kristall, der senkrecht zu seiner stumpfen Bisektrix geschnitten ist, worauf weiter unten eingegangen wird. In einem Schnitt parallel zur optischen Achse ist die Entscheidung, ob einachsig oder zweiachsig, mit einfachen Mitteln unmöglich; sie wird um so sicherer, je größer die Neigung der Platte gegen die optische Achse ist. Doch kann man die Richtung der optischen Achse bzw., wenn es sich um einen zweiachsigen Kristall mit nicht zu großem Achsenwinkel handelt, die Richtung der spitzen Bisektrix in dem Interferenzbild bestimmen. In allen Schwingungsrichtungen senkrecht zur optischen Achse ist die Doppelbrechung gleich; da aber die an dem Rande austretenden Strahlen infolge ihres schiefen Durchgangs eine dickere Schicht des Kristalls durchmessen haben als diejenigen in der Mitte, wird bei einer Neigung von 45° zwischen den Schwingungsrichtungen im Kristall und in den Nicols in denjenigen beiden Sektoren, durch welche die optische Achse (bzw. die spitze Bisektrix) nicht geht, ein Ansteigen der Interferenzfarben zu beobachten sein. Diejenigen Strahlen dagegen, welche den Kristall in der Ebene der Normalen der Platte und der optischen Achse durchsetzen, werden mit der Neigung zu der Normalen eine Verminderung der Doppelbrechung aufweisen, so daß die Verzögerung der beiden Strahlen trotz der

verhältnismäßig dickeren Schicht, welche sie infolge ihrer schiefen Lage zu der Plattennormale durchmessen, immer kleiner und kleiner wird, d. h. die beiden Sektoren, durch welche die optische Achse hindurchgeht, zeigen vom Mittelpunkt zum Rande des Gesichtsfeldes stetig abnehmende Interferenzfarben. Das Beispiel einer aus Quarz parallel zur optischen Achse geschnittenen Platte, welches folgende Tabelle gibt, mag dies erläutern. *u* ist der Neigungswinkel der betreffenden Strahlen gegen die Plattennormale, *p* die Länge des Weges in der betreffenden Richtung, *d* der Betrag der Doppelbrechung in dieser Richtung, endlich *w* die sich aus den beiden letzten Faktoren ergebende Verzögerung der beiden durchgehenden Strahlen. I gibt die Werte für jene Richtungen, welche in der Ebene der Plattennormalen gegen die optische Achse zu liegen, II für diejenigen, deren Ebene senkrecht zu dieser ist.

		I		II	
u	*p*	*d*	*w*	*d*	*w*
0°	1,0000	0,0091	0,0091	0,0091	0,0091
20°	1,0652	0,0069	0,0073	0,0091	0,0095
40°	1,3054	0,0038	0,0050	0,0091	0,0119
60°	2,0000	0,0010	0,0020	0,0091	0,0182

Während somit die in der ersteren Ebene unter 60° gegen die Plattennormale hindurchgehenden Strahlen nur noch den 4,5. Teil der Verzögerung der parallel zur Plattennormale sich fortbewegenden erreichen, haben die unter demselben Winkel in der zweiten Ebene sich bewegenden Strahlen den doppelten Betrag gegenüber der Verzögerung in der letzteren Richtung.

Das Achsenbild optisch einachsiger Kristalle weist häufig Störungen auf, welche zum Teil in erkennbaren Einlagerungen, Zwillingslamellen etc. ihren Grund haben und dann zu einer Verzerrung des Bildes in verschiedenster Weise Anlaß geben. Man beobachtet das Achsenbild in solchen Fällen nur dann ungestört, wenn die Schwingungsrichtungen der störenden Einlagerung mit den Schwingungsrichtungen der Nicols zusammenfallen. In andern Fällen zeigt sich, daß das schwarze Kreuz im Interferenzbild bei einer Umdrehung des Präparates gleichfalls nicht unverändert bleibt, daß es sich vielmehr öffnet und zur Entstehung zweier Hyperbeln Anlaß gibt, die sich bei weiterem Drehen wieder vereinigen. Solche Kristalle zeigen somit das Verhalten optisch zweiachsiger Kristalle mit allerdings meist kleinem Achsenwinkel; da diese letztere Erscheinung sehr weit verbreitet ist, läßt sich häufig keine sichere Diagnose stellen. Endlich kommt der Fall vor, daß das schwarze Kreuz an sich geöffnet erscheint und auch beim Drehen des Präparates sich nicht schließt. Dies beruht auf einer Doppelbrechung in den Beobachtungslinsen, und man wird häufig durch eine Drehung des Objektivs die normale Stellung herbeiführen können.

Handelt es sich um sehr dünne Plättchen sehr schwach doppelbrechender Substanzen, so werden selbst die am weitesten gegen die Achse geneigten Strahlenbündel keine hinreichende Doppelbrechung erleiden, um zur Entstehung der höheren, lebhaften Interferenzfarben zu führen. Es wird hier erst am äußersten Rande des Gesichtsfeldes in den vier Sektoren zwischen den beiden Hauptschnitten der Nicols eine Aufhellung eintreten, während den größten Teil des Bildes ein breites, stark verwaschen erscheinendes Kreuz einnimmt



(Fig. 96). Zur Erkennung ganz schwacher Doppelbrechung bedient man sich auch im konvergenten Licht eines Plättchens, welches für sich das empfindliche Violett I gibt, nach dessen Hinzufügung das an sich nur andeutungsweise sichtbare Achsenbild dadurch hervortritt, daß zwei gegenüberliegende Quadranten blau, die beiden andern orange werden. Handelt es sich im Gegenteil um dickere Platten oder um sehr stark doppelbrechende Substanzen, so machen die enggescharten, lebhaft gefärbten Ringe der unteren Farbenordnungen gegen den Rand zu dem Weiß höherer Ordnung Platz.

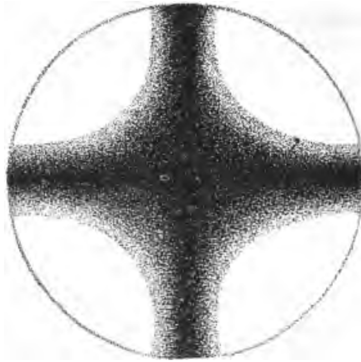


Fig. 96. Achsenbild eines schwach doppelbrechenden einachsigen Kristalls.

Zirkularpolarisierende Kristalle. Auf die Erscheinungen, welche optisch einachsige zirkularpolarisierende Kristalle im konvergenten polarisierten Licht darbieten, braucht hier nur ganz kurz eingegangen zu werden, da die Zirkularpolarisation erst in sehr viel dickeren Präparaten deutlich hervortritt, als sie bei den mikroskopischen Untersuchungen vorzuliegen pflegen. Als Zirkularpolarisation bezeichnet man die Eigenschaft gewisser Körper, das Licht auch in denjenigen Richtungen zu zerlegen, in welchen die gewöhnliche Art der Doppelbrechung nicht stattfindet. Da alle Richtungen senkrecht zu einer solchen Richtung gleichwertig sind, kann die Zerlegung nur zu kreisförmigen Schwingungen führen, welche sich in einander entgegengesetzten Richtungen in dem Kristall bewegen und verschiedene (meist sehr wenig verschiedene) Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben. Zirkularpolarisation kann somit bei regulären Kristallen in allen Richtungen, bei den doppelbrechenden nur in der Richtung einer optischen Achse stattfinden. Beim Austritt aus dem Kristall setzen sich die beiden kreisförmigen Schwingungen zu einer geradlinig polarisierten Schwingung zusammen, deren Polarisationsebene aber, entsprechend der Verzögerung des einen Strahls gegen den andern, um einen bestimmten Betrag gedreht ist: zirkularpolarisierende Kristalle drehen die Polarisationsebene des Lichtes.

Betrachten wir eine zirkularpolarisierende Kristallplatte bei monochromatischer Beleuchtung im parallelen Licht, so wird sie zwischen gekreuzten Nicols bei hinreichender Dicke hell erscheinen, und bei einer vollen Horizontaldrehung der Platte wird keine Änderung der Helligkeit eintreten. Drehen wir aber den einen der beiden Nicols um einen bestimmten Betrag, so wird die Platte dunkel werden, und man unterscheidet, je nachdem diese Drehung nach rechts oder nach links ausgeführt werden muß, rechtsdrehende und linksdrehende Kristalle, wobei der Winkel, um welchen der eine Nicol gedreht wird, um volle Dunkelheit zu erreichen, bei bekannter Dicke der Platte einen Maßstab für die Stärke der Zirkularpolarisation abgibt. Die Drehung der Polarisationsebene ist nun gewöhnlich für verschiedene Farben außerordentlich verschieden (bei Quarz z. B. für das äußerste Violett etwa $2^1/_2$mal so stark wie für das äußerste Rot), infolgedessen geben zirkularpolarisierende

Platten bei hinreichender Dicke im parallelen polarisierten Lichte Interferenzfarben, welche aber bei einer vollen Horizontaldrehung der Platte **unverändert** bleiben. Dreht man dagegen den einen Nicol, so ändert sich die Farbe in der Art, daß die verschiedenen Farben des Spektrums nacheinander ausgelöscht werden und die übrigen sich zu einer Mischfarbe vereinigen. Bei einer Drehung des Nicols im Sinne des Uhrzeigers folgen diese komplementären Farben bei rechtsdrehenden im Sinne des Spektrums, bei linksdrehenden entgegengesetzt.

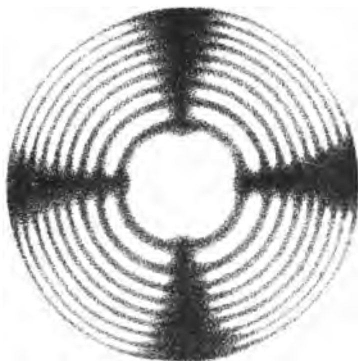


Fig. 97. Achsenbild eines zirkularpolarisierenden einachsigen Kristalls.

Die Erscheinungen eines optisch einachsigen zirkularpolarisierenden Kristalls im konvergenten Licht ergeben sich daraus sehr einfach: im Zentrum des Bildes treten die durch die Zirkularpolarisation hervorgebrachten Interferenzfarben auf, das schwarze Kreuz erscheint hier unterbrochen, und das Zentralfeld des Bildes zeigt in seiner ganzen Ausdehnung eine bestimmte Interferenzfarbe, welche sich ebenso verhält wie die Interferenzfarbe der Platte im parallelen polarisierten Licht (Fig. 97). Im allgemeinen aber tritt diese Erscheinung im mikroskopischen Präparat nicht hervor, da die Zirkularpolarisation fast stets zu schwach ist, um in den dünnen Schichten eine erkennbare Aufhellung hervorzubringen.

Charakter der Doppelbrechung optisch einachsiger Kristalle. Bei der Betrachtung des Achsenbildes eines optisch einachsigen Kristalls haben wir gesehen, daß die Interferenzerscheinungen hervorgebracht werden durch die Doppelbrechung der die Platte schiefwinklig durchsetzenden Strahlen. Dabei wird das Licht in zwei Schwingungen zerlegt, welche dem außerordentlichen und dem ordentlichen Strahl entsprechen. Da aber der außerordentliche Strahl im Hauptschnitt schwingt und alle Ebenen, welche durch die optische Achse gehen, Hauptschnitte sind, so sind auch alle Radien des Interferenzbildes

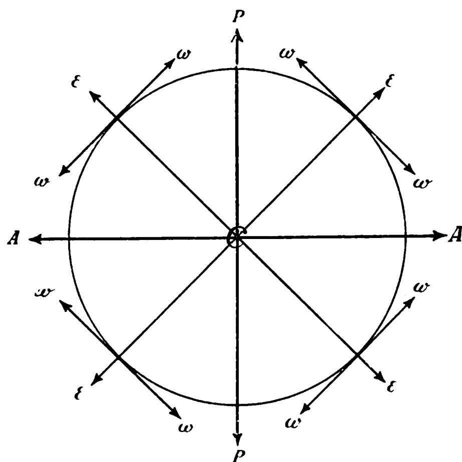


Fig. 98. Schwingungsrichtungen im optisch einachsigen Interferenzbild.

Schwingungsrichtungen des außerordentlichen Strahls. Die Tangenten dagegen, welche auf den Radien senkrecht stehen, sind die Schwingungsrichtungen des ordentlichen Strahls (Fig. 98).

Nehmen wir einen der früher besprochenen Kompensatoren, z. B. das Violett I, und schieben denselben so in das Mikroskop ein, daß seine Schwingungsrichtungen 45° mit denjenigen der Nicols bilden, so liegen die Richtungen größter und kleinster Lichtgeschwindigkeit in demselben parallel je zu einem Hauptschnitt des Kristalls. An Stelle des schwarzen Kreuzes erscheint nun ein rotviolettes, wie in Fig. 99 (in heraldischen Farben) angedeutet ist, während die Scheitel der vier Sektoren gelb und blau gefärbt sind. In dem gewählten Beispiel in Fig. 99 ist ein optisch negativer Kristall dargestellt, dessen außerordentlicher Strahl der schnellere ist, bei welchem also die Elastizität im Hauptschnitt oder im Radius des Bildes = $\mathfrak{a}$ ist. Es muß also in denjenigen beiden Sektoren Addition der Doppelbrechung stattfinden, welche die Richtung größerer Lichtgeschwindigkeit im Kompensator radial durchsetzt; hier erscheint die höhere Interferenzfarbe nach dem Violett I, ein lebhaftes Blau. Für die beiden andern Sektoren kommt dagegen die Schwingungsrichtung des langsameren Strahls im Kompensator in die Richtung des Radius zu liegen; hier muß Kompensation der Doppelbrechung eintreten, und die Interferenzfarbe nimmt in diesen beiden Sektoren ab, d. h. es tritt Gelb auf.

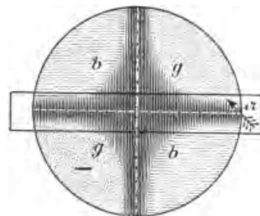
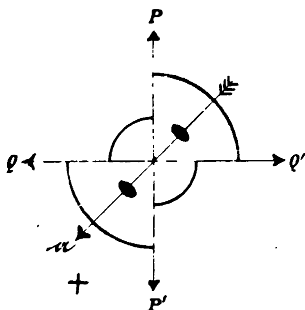


Fig. 99. Achsenbild eines optisch negativen einachsigen Kristalls mit der *teinte sensible.*

Die einfache mnemotechnische Regel für diese Erscheinungen ist: Die Verbindungslinie der blauen Sektoren und die Richtung größter Geschwindigkeit in dem Hilfsplättchen geben zusammen bei optisch negativen Kristallen ein Minuszeichen. Bei optisch positiven Kristallen weisen natürlich die entgegengesetzten Sektoren die blaue Interferenzfarbe auf. Die Verbindungslinien der blauen Sektoren und die Richtung größter Geschwindigkeit in dem Hilfsplättchen geben bei optisch positiven Kristallen zusammen ein Pluszeichen.

In ganz analoger Weise ergeben sich charakteristische Reaktionen bei Anwendung des Viertelundulationsplättchens: das schwarze Kreuz zerfällt zu zwei schwarzen Punkten, deren Verbindungslinie einer Schwingungsrichtung in dem Hilfsplättchen

entspricht, und zwar verläuft diese Linie parallel zu der Richtung größerer Lichtgeschwindigkeit des Hilfsplättchens bei positiven (Fig. 100), parallel zu jener kleinerer (Fig. 101) bei negativen



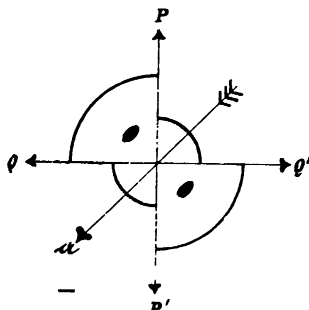


Fig. 100. Fig. 101.
Achsenbild eines
optisch positiven optisch negativen
einachsigen Kristalls mit dem Viertelundulationsglimmerplättchen.

Kristallen. Gleichzeitig beobachtet man in den betreffenden beiden Sektoren eine Erweiterung, in den beiden andern eine Verengerung der farbigen Ringe.

Diese Verhältnisse sind in Fig. 100 und 101 schematisch dargestellt, wobei die Erscheinungen auf die Richtung größter Lichtgeschwindigkeit im Glimmerplättchen bezogen sind. Hat man, wie dies häufig der Fall ist, ein Plättchen, in welchem die Richtung kleinster Elastizität in der Längsrichtung liegt, so muß man selbstverständlich die beiden Bilder vertauschen.

Auch das Achtelundulationsplättchen gibt eine sehr charakteristische Erscheinung, indem das schwarze Kreuz zu zwei Kurven auseinandergeht, welche dem Mittelstück einer 8 ähnlich sind. Durch die verengerten farbigen Ringe wird dann die „Achterfigur" beiderseits geschlossen, und zwar liegt dieselbe parallel zur Richtung größter Geschwindigkeit im Glimmer, wenn der Kristall negativ, umgekehrt, wenn er positiv ist.

Die Untersuchung des Charakters der Doppelbrechung bei sehr dünnen und schwach doppelbrechenden Substanzen liefert mit dem Viertelundulationsglimmerplättchen zwischen gekreuzten Nicols nur sehr unsichere Resultate, da die schwarzen Punkte sowohl als die Ringe außerhalb des Gesichtsfeldes fallen; hier ist das Violett I vorzuziehen, dessen lebhafte Farbenreaktion auch noch bei den am schwächsten doppelbrechenden Substanzen deutlich ist. Man muß aber bei der Untersuchung der am schwächsten doppelbrechenden Kristalle mit dem Violett I Vorsicht walten lassen, da häufig das Objektglas selbst schon ein ganz schwaches Achsenbild gibt, das durch das empfindliche Violett deutlich wird. Doch gibt auch das Viertelundulationsplättchen eine in fast allen Fällen ausreichende Reaktion, wenn man die Beobachtung nicht bei gekreuzten, sondern bei parallelen Nicols vornimmt. Die vier Winkel des nun erscheinenden bräunlichen Kreuzes sind abwechselnd weiß und tiefbraun in Blau übergehend gefärbt. Die beiden letzteren Quadranten, welche bei negativen Kristallen parallel,

bei positiven gekreuzt zu der Richtung größter Geschwindigkeit im Glimmer liegen, sind leicht an ihrer Färbung erkennbar. Anderenteils liefert bei sehr stark doppelbrechenden Substanzen, bei welchen der innerste Farbenring sehr eng ist, sowie bei kräftiger Färbung des Untersuchungsobjektes selbst das Glimmerplättchen zwischen gekreuzten Nicols die besten Resultate.

Optisch zweiachsige Kristalle. Betrachten wir eine senkrecht zu einer optischen Achse[1] geschnittene Platte eines optisch zweiachsigen Kristalls mit nicht zu kleinem Achsenwinkel im konvergenten polarisierten Licht, so erhalten wir ein Bild, welches demjenigen des optisch einachsigen ähnlich ist. An Stelle des schwarzen Kreuzes aber ist nur ein Balken vorhanden, und statt der genau kreisförmigen Ringe im andern Fall beobachtet man sehr kreisähnliche Ovale (Fig. 102). Der schwarze Balken verläuft parallel zu der Schwingungsrichtung eines der beiden Nicolschen Prismen, wenn die Achsenebene parallel zu dieser zu liegen kommt, d. h. wenn der einzige Hauptschnitt, welcher durch die Platte gelegt werden kann, parallel zur Schwingungsrichtung eines Nicols ist. Wird das Präparat gedreht, so dreht sich der Balken nebst den Ringen um denselben Betrag um denjenigen Punkt, welcher dem Austrittspunkt der optischen Achse entspricht, aber in entgegengesetzter Richtung, bis er nach einer Drehung um 90° parallel zu der Schwingungsrichtung des andern Nicols liegt. Die Schwingungsrichtungen der beiden Nicols bilden so stets die Halbierenden des Winkels zwischen dem dunkeln Balken und der Richtung der Ebene der optischen Achsen. Das parallel zur optischen Achse den Kristall durchsetzende Strahlenbündel erleidet auch hier keine Doppelbrechung, der entsprechende Teil des Bildes wird daher stets dunkel sein, d. h. der Punkt, an welchem die Achse austritt, ist gleichzeitig der Drehungspunkt des schwarzen Balkens, der einzige Teil des Achsenbildes, welcher stets dunkel ist.



Fig. 102.
Achsenbild eines optisch zweiachsigen Kristalls senkrecht zu einer Achse.

[1] Dabei sehen wir zunächst von der Dispersion der Achsen für verschiedene Farben ab. Streng genommen ist eine solche Platte nur für eine bestimmte Farbe senkrecht zu einer Achse.

Eine Platte eines rhombischen Kristalls, **senkrecht zur ersten Mittellinie** geschnitten, zeigt bei paralleler Lage der Ebene der optischen Achsen zu dem Hauptschnitt eines der beiden Nicols eine Erscheinung, wie sie Fig. 103 darstellt. Ein schwarzes Kreuz, dessen ein Balken, der parallel zur Achsenebene verläuft, schärfer gezeichnet ist, während der andere, senkrecht dazu, breit und verwachsen erscheint, entspricht den beiden Hauptschnitten, welche man durch die Platte legen kann. Dieses Kreuz teilt symmetrisch ein System lemniskatenähnlicher Kurven, deren innerste geschlossene Ovale sind, während die nach außen zu folgenden sich zu einer Achterfigur vereinigen. Die Achsen selbst

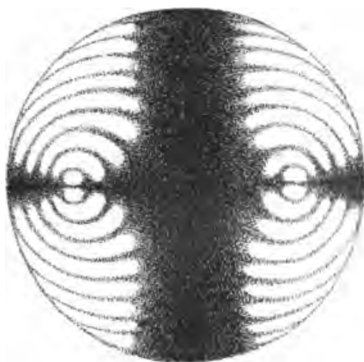




Fig. 103. Fig. 104.
Achsenbilder eines optisch zweiachsigen Kristalls senkrecht zur ersten Mittellinie.

treten in den Brennpunkten des Kurvensystems aus. Dreht man die Platte, so öffnet sich das schwarze Kreuz in der Mitte, je zwei aneinander anstoßende Arme des Kreuzes vereinigen sich zu einer Kurve, welche nach einer Drehung der Platte um 45^0 sehr nahezu eine Hyperbel geworden ist (Fig. 104). Gleichzeitig drehen sich zwar die Farbenkurven mit der Platte, ändern aber ihre Form nicht. Die einzigen Punkte, welche bei dieser Drehung stets dunkel bleiben, sind wiederum die Austrittspunkte der beiden Achsen, welche schließlich die Scheitelpunkte der beiden Hyperbeln bilden. Die Entfernung der beiden Hyperbelscheitel bei einer Stellung der Achsenebene unter 45^0 zu den Nicols gibt das Maß für die Größe des Winkels der optischen Achsen.

Das Achsenbild optisch zweiachsiger Kristalle mit sehr kleinem Achsenwinkel nähert sich demjenigen optisch einachsiger; das schwarze Kreuz erscheint von einem einzigen System kreisähnlicher farbiger Kurven umgeben (Fig. 105), es öffnet sich beim Drehen des Präparates nur noch wenig, und da,

wie schon oben bemerkt wurde, solche Erscheinungen nicht selten auch bei einachsigen Kristallen beobachtet werden, ist die definitive Entscheidung sehr schwierig.

Ist andernteils der Winkel der Achsen sehr groß (Fig. 106), so tritt der Fall ein, daß die Achsen auch bei Anwendung der stärksten Objektive nicht mehr innerhalb des Gesichtsfeldes austreten. Dies ist der Fall, wenn $\beta \sin V > A$ (Apertur des betreffenden Objektivs). Ist $\beta \sin V > 1$, so treten die optischen Achsen überhaupt nicht mehr aus dem Kristall in Luft über, da dann in der Richtung derselben Totalreflexion des Lichtes stattfindet. Man spricht dann wohl auch von einem scheinbaren Achsenwinkel größer als 180°. Wendet man aber bei solchen Kristallen ein Immersionssystem an, so wird man in allen Fällen in einem Schnitt senkrecht zur ersten Mittellinie den Austritt der Achsen beobachten können, da dann der Unterschied der Lichtbrechung zwischen dem

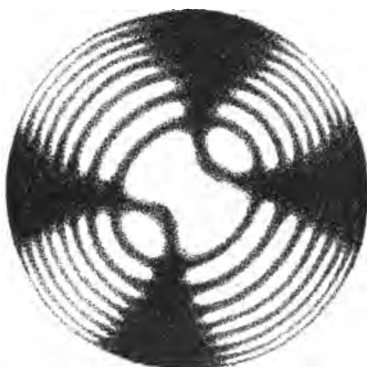




Fig. 105. Fig. 106.
Achsenbild eines optisch zweiachsigen Kristalls
mit sehr kleinem Achsenwinkel. mit sehr großem Achsenwinkel.

Kristall und dem ihn umgebenden Medium vermindert, die Ablenkung der aus dem Kristall in die Immersionsflüssigkeit übertretenden Strahlen somit verringert und der Grenzwinkel der Totalreflexion vergrößert ist.

Bei Kristallen, deren Lichtbrechung nicht allzu hoch und deren Achsenwinkel sehr groß ist, kann man mit Immersionssystemen öfter auch in einem Schnitt senkrecht zur zweiten Mittellinie beide Achsen im Gesichtsfeld beobachten; dies tritt ein, wenn $\beta \cos V < A$ ist. Die Unterscheidung zwischen stumpfem und spitzem Achsenwinkel kann dann ohne genauere Messung sehr schwierig sein (Plagioklase).

Dispersion der optischen Achsen. Der Winkel der optischen Achsen für verschiedene Farben ist verschieden, und es ist bald der Winkel für Rot größer als der für Blau (Fig. 107, S. 108), was man mit der Dispersionsformel $\rho > \upsilon$ bezeichnet, bald ist das Gegenteil der Fall: $\upsilon > \rho$. Ist die Dispersion sehr gering, so ist es schwierig, namentlich bei schwach doppelbrechenden Substanzen, sie im Mikroskop zu betrachten; wenn

Achsenbild eines optisch zweiachsigen Minerals mit einem scheinbaren Achsenwinkel von ca 85°.

Ist endlich die Apertur des Beleuchtungsapparates nicht ausreichend für das Objektiv, so sieht man nur den inneren Teil des Bildes beleuchtet, während sein Rand dunkel erscheint. Handelt

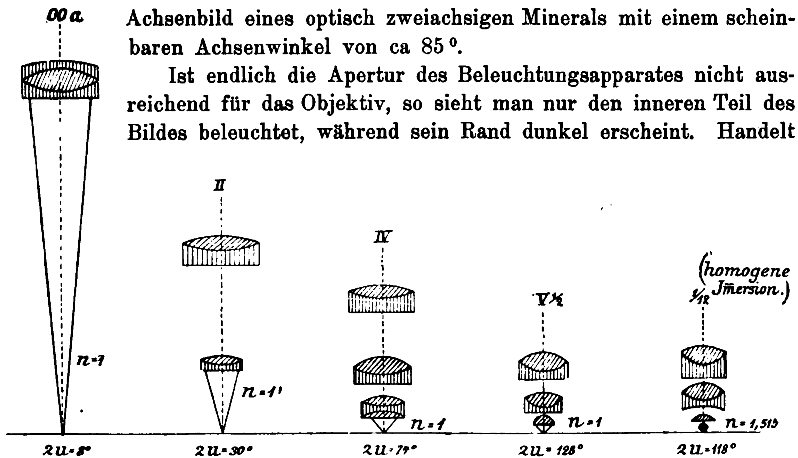


Fig. 91. Öffnungswinkel der wichtigsten Objektive von W. und H. Seibert.

es sich darum, in einem Gemenge zahlreicher winziger Individuen einzelne derselben im konvergenten polarisierten Licht zu untersuchen, oder besteht ein Kristall aus vielen schmalen Zwillingsindividuen, deren optische Natur erkannt werden soll, so bedient man sich einer Okularblende, damit nur das Licht, welches durch den in der Mitte des Gesichtsfeldes befindlichen Teil des Objektes hindurchgegangen ist, in das Auge gelange. Beobachtet man ohne Okular, so ist die einfachste Methode die, daß man nach genauer Zentrierung des be-

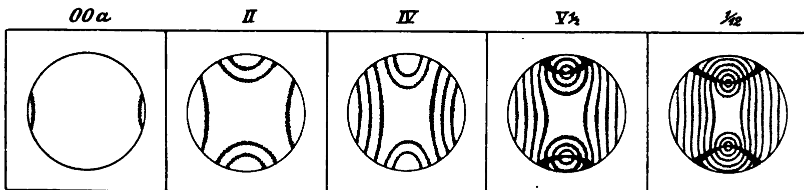


Fig. 92. Achsenbilder entsprechend den Objektiven in Fig. 91.

treffenden Teils und Entfernung des Okulars ein mit kleiner Durchbohrung versehenes Diaphragma auf das Rohr des Tubus auflegt. Oder aber man macht die Einstellung des Objektes mit einem Ramsdenschen Okular, in dessen unterer Brennebene eine Irisblende vorhanden ist. Man zieht dann bei parallelem Licht die Blende so weit zu, daß nur noch die zu untersuchende Partie sichtbar ist, und entfernt das Okular, während die Irisblende im Tubus sitzen bleibt. Bei Beobachtungen nach der Bertrandschen Methode bringt man die Irisblende am besten in der hinteren Brennebene der Hilfslinse an, welche in den Tubus eingeschoben wird.

Optische einachsige Kristalle. Betrachten wir zunächst die Erscheinungen näher, welche eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines optisch einachsigen Kristalls im konvergenten polarisierten Lichte zeigt. Unter den zahlreichen

Bündeln paralleler Strahlen ist eines AA' in Fig. 93, welches die Platte senkrecht durchsetzt, d. h. sich parallel zur optischen Achse fortpflanzt, und das gleichzeitig das Zentrum des ganzen Strahlenkegels bildet. Da in der Richtung der optischen Achse Doppelbrechung nicht stattfindet, so wird die Mitte des Interferenzbildes dunkel erscheinen. Untersuchen wir ein zweites Strahlenbündel $A'm$, welches den Kristall wenig schief zu seiner Achse durchsetzt, so wird das in dieser Richtung hindurchgehende Licht zerlegt in zwei Schwingungen, von welchen eine im Hauptschnitt, die andere senkrecht dazu stattfindet. Dieselben treten entsprechend der geringen Neigung gegen die Achse mit einer kleinen Phasendifferenz aus dem Kristall aus, und es erscheint eine schwache Aufhellung. Für weitere Strahlenbündel $A'l$, welche stärker gegen die Achse geneigt den Kristall durchsetzen, wird entsprechend dieser größeren Neigung auch die Verzögerung bedeutender sein, es wird also von der Mitte gegen den Rand des Bildes zu eine fortwährende Steigerung der Interferenzfarben stattfinden. Da aber alle gegen die Achse gleich geneigten Strahlen auch die gleiche Verzögerung aufweisen, so werden die verschiedenen Interferenzfarben in konzentrischen Ringen um den dunkeln Mittelpunkt auftreten und am lebhaftesten aufleuchten in denjenigen Hauptschnitten, die 45° mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols bilden. In jenen dagegen, welche mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols zusammenfallen, wird eine Zerlegung des Lichtes nicht eintreten. Sie bleiben somit unter allen Umständen dunkel. So beobachtet man ein schwarzes Kreuz, dessen Arme stets den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols parallel sind, und das die konzentrischen Ringe durch-

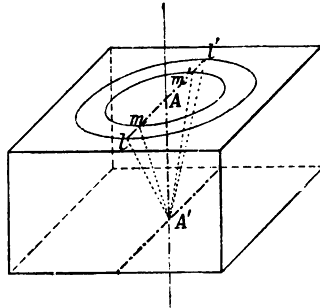
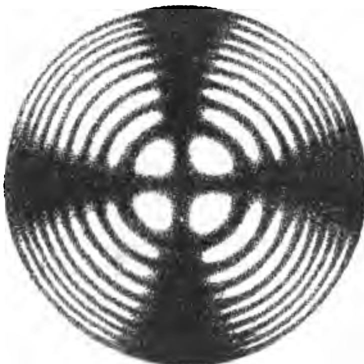
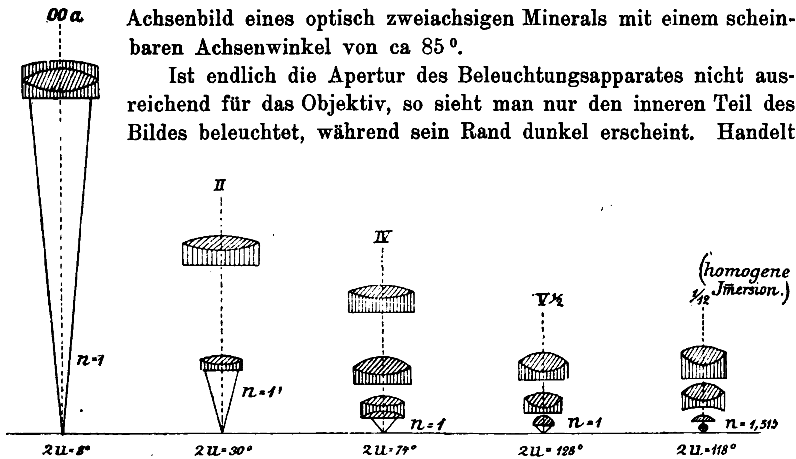


Fig. 93.
Konstruktion des Achsenbildes eines optisch einachsigen Kristalls.


Fig. 94.
Achsenbild eines stark doppelbrechenden optisch einachsigen Kristalls.



Achsenbild eines optisch zweiachsigen Minerals mit einem scheinbaren Achsenwinkel von ca 85 °.

Ist endlich die Apertur des Beleuchtungsapparates nicht ausreichend für das Objektiv, so sieht man nur den inneren Teil des Bildes beleuchtet, während sein Rand dunkel erscheint. Handelt

Fig. 91. Öffnungswinkel der wichtigsten Objektive von W. und H. Seibert.

es sich darum, in einem Gemenge zahlreicher winziger Individuen einzelne derselben im konvergenten polarisierten Licht zu untersuchen, oder besteht ein Kristall aus vielen schmalen Zwillingsindividuen, deren optische Natur erkannt werden soll, so bedient man sich einer Okularblende, damit nur das Licht, welches durch den in der Mitte des Gesichtsfeldes befindlichen Teil des Objektes hindurchgegangen ist, in das Auge gelange. Beobachtet man ohne Okular, so ist die einfachste Methode die, daß man nach genauer Zentrierung des be-

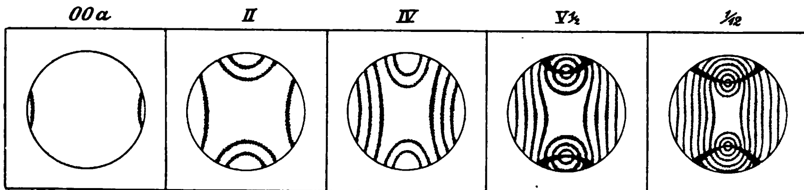


Fig. 92. Achsenbilder entsprechend den Objektiven in Fig. 91.

treffenden Teils und Entfernung des Okulars ein mit kleiner Durchbohrung versehenes Diaphragma auf das Rohr des Tubus auflegt. Oder aber man macht die Einstellung des Objektes mit einem Ramsdenschen Okular, in dessen unterer Brennebene eine Irisblende vorhanden ist. Man zieht dann bei parallelem Licht die Blende so weit zu, daß nur noch die zu untersuchende Partie sichtbar ist, und entfernt das Okular, während die Irisblende im Tubus sitzen bleibt. Bei Beobachtungen nach der Bertrandschen Methode bringt man die Irisblende am besten in der hinteren Brennebene der Hilfslinse an, welche in den Tubus eingeschoben wird.

Optische einachsige Kristalle. Betrachten wir zunächst die Erscheinungen näher, welche eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines optisch einachsigen Kristalls im konvergenten polarisierten Lichte zeigt. Unter den zahlreichen

Bündeln paralleler Strahlen ist eines AA' in Fig. 93, welches die Platte senkrecht durchsetzt, d. h. sich parallel zur optischen Achse fortpflanzt, und das gleichzeitig das Zentrum des ganzen Strahlenkegels bildet. Da in der Richtung der optischen Achse Doppelbrechung nicht stattfindet, so wird die Mitte des Interferenzbildes dunkel erscheinen. Untersuchen wir ein zweites Strahlenbündel $A'm$, welches den Kristall wenig schief zu seiner Achse durchsetzt, so wird das in dieser Richtung hindurchgehende Licht zerlegt in zwei Schwingungen, von welchen eine im Hauptschnitt, die andere senkrecht dazu stattfindet. Dieselben treten entsprechend der geringen Neigung gegen die Achse mit einer kleinen Phasendifferenz aus dem Kristall aus, und es erscheint eine schwache Aufhellung. Für weitere Strahlenbündel $A'l$, welche stärker gegen die Achse geneigt den Kristall durchsetzen, wird entsprechend dieser größeren Neigung auch die Verzögerung bedeutender sein, es wird also von der Mitte gegen den Rand des Bildes zu eine fortwährende Steigerung der Interferenzfarben stattfinden. Da aber alle gegen die Achse gleich geneigten Strahlen auch die gleiche Verzögerung aufweisen, so werden die verschiedenen Interferenzfarben in konzentrischen Ringen um den dunkeln Mittelpunkt auftreten und am lebhaftesten aufleuchten in denjenigen Hauptschnitten, die 45° mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols bilden. In jenen dagegen, welche mit den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols zusammenfallen, wird eine Zerlegung des Lichtes nicht eintreten. Sie bleiben somit unter allen Umständen dunkel. So beobachtet man ein schwarzes Kreuz, dessen Arme stets den Schwingungsrichtungen der beiden Nicols parallel sind, und das die konzentrischen Ringe durch-

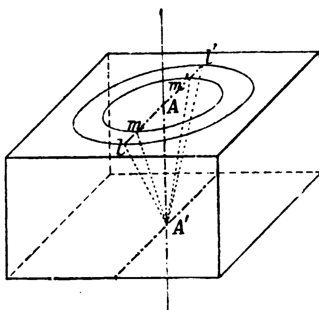
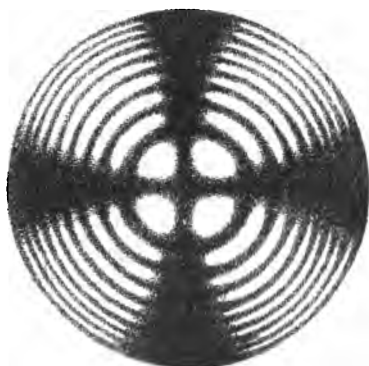


Fig. 93.
Konstruktion des Achsenbildes eines optisch einachsigen Kristalls.


Fig. 94.
Achsenbild eines stark doppelbrechenden optisch einachsigen Kristalls.

Hat man an Stelle eines festen Mikrometers ein mittels einer Mikrometerschraube verschiebbares Fadenkreuz im Okular, so stellt man den Schnittpunkt desselben nacheinander auf die beiden Scheitelpunkte der Hyperbeln ein und liest auf der Trommel der Schraube die Verschiebung ab. Die Resultate werden dabei noch etwas genauer als mit dem festen Mikrometer. Endlich kann man auch noch mittels eines auf das Mikroskop aufgesetzten Zeichenapparates das betreffende Achsenbild auf ein geteiltes Papier übertragen, was hin und wieder manche Vorteile bietet.

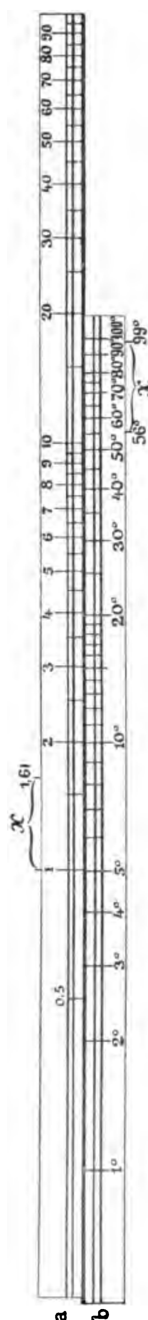


Fig. 116. Schwarzmannsche Achsenwinkelskala.

Da aus der Entfernung der Hyperbelpole der Sinus des scheinbaren Achsenwinkels sich ableitet, ist es das einfachste, sich bei diesen Bestimmungen eines sog. Sinusschiebers zu bedienen, wie er z. B. in der Schwarzmannschen Achsenwinkelskala (Fig. 116) vorliegt. Die beiden Teilungen *a* und *b* sind gegeneinander verschiebbar, die obere gibt die Zahl der Teilstriche, die untere die Größe des entsprechenden Achsenwinkels, wenn die beiden sich in einer ein für allemal für das betreffende Objektiv ausgemittelten Stellung befinden. Die Einstellung in Fig. 116 wurde in der Weise ausgeführt, daß mit einem bestimmten Objektiv der Achsenwinkel für Aragonit an einem festliegenden Mikrometer im Natriumlicht gemessen wurde. Es ergaben sich 5,9 Teilstriche, welche dem scheinbaren Achsenwinkel des Aragonits von 30° 15′ entsprechen. Wird nun 30° 15′ der unteren Teilung genau unter 5,9 der oberen gebracht, so ist die Skala für das betreffende Objektiv eingestellt. Wir untersuchen z. B. eine Platte von Topas und bestimmen 17,6 Teilstriche: so ist der diesem Betrag entsprechende Anteil der unteren Skala 99°, der scheinbare Achsenwinkel des betreffenden Topases ist 99°.

Die Skala hat noch den weiteren Wert, daß man ohne jede Rechnung an derselben den wahren Achsenwinkel aus dem scheinbaren ableiten kann, wenn der Wert von β bekannt ist. Man trägt dann den Wert von β in der oberen Teilung ein (z. B. 1,61 für den Topas) und sticht vom Teilstrich 1 bis zum betreffenden Teilstrich den Betrag x mit dem Zirkel ab. Trägt man nun denselben auf der unteren Teilung von dem Wert des gemessenen scheinbaren Achsenwinkels nach rückwärts auf, so erhält man den Wert des wahren Achsenwinkels, in dem gewählten Beispiel etwa 56°.

Man kann die Messung des Winkels der optischen Achsen aber auch in solchen Schnitten ausführen, welche nicht genau orientiert sind, und das ist für die petrographische Untersuchung von besonderer Wichtigkeit, da im Dünnschliff vollkommen orientierte Durchschnitte selten sind. Man überträgt dann am besten die im Mikroskop beobachtete Spur der Achsen in eine Projektion, aus welcher

sich die Berechnung des Winkels der optischen Achsen bei bekanntem mittlerem Brechungsexponenten des Minerals ergibt. Für weitaus die meisten Zwecke der Gesteinsmikroskopie sind indes diese Messungen zunächst wenigstens ohne größere Bedeutung, da bei den meisten isomorphen Gruppen, welche die verbreitetsten Gesteinsgemengteile enthalten, der Achsenwinkel in weiten Grenzen wechselt, ohne daß es bisher gelungen wäre, einen sichern Zusammenhang mit der chemischen Beschaffenheit aufzufinden.

Charakter der Doppelbrechung zweiachsiger Mineralien. Die Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung ist bei zweiachsigen Mineralien natürlich nur dann von Bedeutung, wenn man sicher ist, daß man einen Schnitt senkrecht zur ersten oder einen solchen senkrecht zur zweiten Bisektrix vor sich hat. Gerade bei den gesteinsbildenden Mineralien kommt der Fall verhältnismäßig häufig vor, daß der Winkel der optischen Achsen nicht allzuweit von 90⁰ sich entfernt (Plagioklase, Olivin, Epidot), und dann ist die Unterscheidung sehr schwer. Im Schnitt senkrecht zur ersten Mittellinie erhält man dann ebensowenig einen Austritt der Achsen wie in jenem senkrecht zur zweiten (vgl. Fig. 106, S. 107), und man muß öfter auf dieses charakteristische Kennzeichen verzichten, da einer positiven ersten eine negative zweite Mittellinie entspricht und umgekehrt.

Indes geben in solchen Fällen Schnitte, welche den Austritt einer Achse im Gesichtsfeld des Mikroskops zeigen, noch brauchbare Resultate. Wenn der Winkel der optischen Achsen nicht allzu nahe an 90⁰ ist, so besitzen die dunklen Balken, welche eine schief austretende optische Achse liefert, eine deutliche Krümmung, deren konvexe Seite stets gegen die erste, deren konkave gegen die zweite Mittellinie gerichtet ist. Legt man die Achsenebene unter 45⁰ zu den Nicols und schiebt das Violett I ein, so wird, wie dies in Fig. 117 und 118 in heraldischen Farben angedeutet ist, der betreffende Balken violett erscheinen, an der konvexen und konkaven Seite aber verschiedene Färbung aufweisen. Liegt die Achsenebene wie in den beiden Figuren parallel zur Richtung der größten Elastizität im Vergleichsplättchen, so wird beim negativen Kristall Gelb an der konvexen

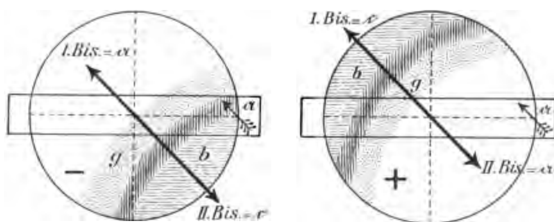


Fig. 117 u. 118. Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung im schiefen Schnitt optisch zweiachsiger Kristalle.

Seite (Fig. 117), Blau an der konkaven auftreten und umgekehrt (Fig. 118). In demjenigen Teil des Bildes, welcher gegen die Bisektrix $\mathfrak{a}$ hinführt, pflanzt sich der in der Achsenebene schwingende Strahl mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit $\mathfrak{c}$ fort. Die Achsenebene liegt aber in diesem Fall parallel zu $\mathfrak{a}$ des Kompensators, und es tritt auf dieser Seite der Achse Subtraktion der Doppelbrechung ein; von dem Violett des Achsenbalkens sinkt die Interferenzfarbe auf Gelb.

Hat man einen annähernd senkrecht zu einer Bisektrix getroffenen Schnitt, so beobachtet man entweder die Veränderungen, welche ein unter 45° zu den Nicols eingeschobenes Viertelundulationsplättchen hervorbringt, wenn die Achsenebene parallel zur Schwingungsrichtung eines der beiden Nicols ist. Dabei verschwindet das schwarze Kreuz, und die farbigen Kurven werden in der Weise zerlegt, daß je in zwei gegenüberliegenden Sektoren die Kurven enger resp. weiter werden. Und zwar findet eine Erweiterung der Kurven in den beiden Sektoren statt, welche die Richtung größter Elastizität in dem Hilfsplättchen durchschneidet, wenn der Kristall negativ ist, und umgekehrt, wenn es sich um einen positiven Kristall handelt. Diese Reaktion ist jedoch nur in gut orientierten und auch sonst günstigen Objekten mit voller Sicherheit festzustellen und wird daher viel weniger verwendet als eine andere, welche auf der Kompensation der Doppelbrechung beruht.

Bringt man das Achsenbild in die 45°-Stellung gegenüber den Nicols, so beobachtet man in der Mitte des Gesichtsfeldes eine Interferenzfarbe, welche der Verzögerung der beiden parallel zu der Richtung der betreffende Mittellinie durch den Kristall sich fortpflanzenden Strahlen entspricht. Der eine derselben schwingt parallel zur Achsenebene, pflanzt sich also mit der Geschwindigkeit fort, welche den Strahlen zukommt, deren Schwingungsrichtung die andere Bisektrix ist; der zweite Strahl schwingt parallel zur optischen Normalen und hat die dieser entsprechende Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Liegt also z. B. ein optisch negativer Kristall senkrecht zu seiner ersten Bisektrix vor, so schwingt derjenige der beiden Strahlen, welcher seine Schwingungen in der Achsenebene ausführt, parallel zu der zweiten Bisektrix, welche in diesem Falle Richtung kleinster Elastizität in dem Kristall überhaupt ist, also auch kleiner ist als der senkrecht dazu in Betracht kommende Wert der optischen Normalen. Legt man

nun irgend einen Kompensator so ein, daß dessen Richtung größter Elastizität parallel zur Achsenebene in dem Kristall ist, so liegen gleichwertige Richtungen gekreuzt, und es macht den Eindruck, als hätte man den Kristall dünner gemacht; die Interferenzfarben sinken, die Ringe erweitern sich. Ein optisch zweiachsiger Kristall ist negativ, wenn in einem Schnitt senkrecht zur ersten Mittellinie bei paralleler Lage der Achsenebene und der größten Elastizität im Kompensator die Doppelbrechung sich subtrahiert, positiv, wenn sie sich addiert, und das Umgekehrte gilt natürlich für die Schnitte senkrecht zu der zweiten Mittellinie.

Es ist ferner noch von Interesse, die Lage der Achsenebene gegen die Umgrenzung des Kristalls kennen zu lernen, da dies hin und wieder ein sehr gutes Kennzeichen abgibt. Man bringt das Interferenzbild des Kristalls in die 45°-Stellung. Dann ist die Linie, welche die beiden Hyperbelpole des Interferenzbildes verbindet, die Richtung der Achsenebene. Es ist dabei gleichgültig, welche Methode der Beobachtung im konvergenten Licht man anwendet, da die Umdrehung des Bildes für die Bedeutung der Richtungen in der Ebene ohne Belang ist.

Diese Umdrehung des Bildes kommt dagegen in Betracht, wenn es sich um eine Neigung der Bisektrix gegen die Vertikale handelt und konstatiert werden soll, in welcher Richtung die Abweichung stattfindet; dann muß man stets darauf Rücksicht nehmen, daß man bei der Beobachtung ohne Okular das Interferenzbild gegen das Bild des Objektes verwendet sieht, während bei den Beobachtungen mit einem Okular beide Bilder gleich gerichtet sind.

Die Verhältnisse, welche sich ergeben, wenn ein zweiachsiger Kristall schief zu den Hauptschwingungsrichtungen geschnitten ist, zeigt am besten Fig. 119, S. 116, welche das Verhalten dreier verschiedener, beliebig orientierter Schnitte von Topas bei einer Umdrehung des Präparates um 90° zeigt. Im Gegensatz zu den Erscheinungen an optisch einachsigen Kristallen (Fig. 95, S. 99) erkennt man deutlich, daß die schwarzen Balken sich bei ihrer Verschiebung durch das Gesichtsfeld um den Austrittspunkt der Achse als Zentrum drehen, da in diesem Falle ihre Richtung nicht sowohl von der Lage der Hauptschnitte der Nicols als vielmehr von dem Verhältnis derselben zu den Hauptschwingungsrichtungen in der Platte abhängig ist.

Außer den Schnitten senkrecht zur ersten Mittellinie und senkrecht zu einer Achse, welche im obigen ausführlicher beschrieben wurden, sind noch von besonderem Interesse diejenigen senkrecht zur zweiten Mittellinie und parallel zur Ebene der optischen Achsen. Ist der wahre Winkel der optischen Achsen in einer bestimmten Substanz nahe an 90°, so ist, worauf schon oben hingewiesen wurde, öfter eine Unterscheidung der ersten und der zweiten Mittellinie schwierig. Will man keine genaue Messung ausführen oder kann man eine solche nicht ausführen, weil kein Objektiv mit genügender Apertur vorliegt, so wird man eine ziemlich

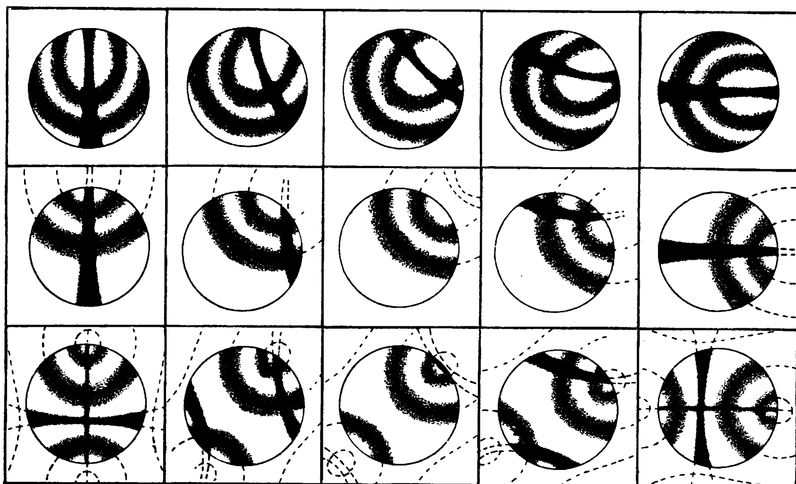


Fig. 119. Achsenbilder optisch zweiachsiger Kristalle, welche schief zur Mittellinie geschnitten sind.

brauchbare Reaktion im parallelen polarisierten Licht erhalten. Hat man nämlich zwei gut orientierte Schnitte von gleicher Dicke senkrecht zu je einer Mittellinie, so gibt diejenige senkrecht zur zweiten die höheren Interferenzfarben. Wird der spitze Achsenwinkel kleiner, der stumpfe also größer, so wächst natürlich auch diese Differenz der Interferenzfarben; im konvergenten Licht werden die Lemniskaten in dem Achsenbild senkrecht zur zweiten Mittellinie weiter, die dunklen Balken kommen nur mit ihren äußersten Enden an das Gesichtsfeld heran, das sie ganz verwaschen durchstreifen; kurzum, die Änderung ist eine derartige, als würde man mit einem immer schwächeren Objektiv die Beobachtung ausführen. Die umgekehrte Reihenfolge der Bilder in Fig. 92 (S. 96) gibt wohl am besten eine Vorstellung von der allmählichen Änderung dieser Erscheinung. Ist endlich der scheinbare stumpfe Achsenwinkel sehr groß geworden, so beobachtet man im weißen Licht nur noch eine Andeutung einer symmetrischen Farbenverteilung in den verschiedenen Quadranten. Die den Hyperbeln entsprechenden dunkeln Balken treten erst in das Gesichtsfeld, wenn die Achsenebene fast völlig parallel zu den Schwingungsrichtungen der Nicols ist, und sind dann sehr breit und wenig abgegrenzt, so daß es schließlich den Eindruck macht, als würde die Platte einfach in ihrer ganzen Ausdehnung abwechselnd hell und dunkel. Die letztere Erscheinung tritt in einem Schnitt parallel zur Ebene der optischen Achsen auf, von welchem derjenige senkrecht zur halbierenden eines großen stumpfen Achsenwinkels sowie ein solcher parallel zur optischen Achse eines optisch einachsigen Minerals im weißen Licht nicht unterschieden werden kann. Im monochromatischen lassen sich dieselben hin und wieder voneinander unterscheiden, da, den Farbenkurven im weißen Licht entsprechend, im Schnitt senkrecht zur zweiten Mittellinie scharfe, schwarze Kurven auftreten, welche Segmente von Lemniskaten sind und sich am Rande des Gesichtsfeldes gegen den Austrittspunkt der Achsen zu umbiegen (Fig. 106, S. 107), während analoge Kurven in dem Schnitt parallel zur

Achsenebene eines zweiachsigen Kristalls oder zur Achse eines einachsigen Hyperbeln sind, die eine solche Ausbiegung nicht zeigen. Wenn nun auch diese Reaktion durchaus nicht die zu sicherer Entscheidung nötige Schärfe besitzt, so ist es doch unter Umständen zweckmäßig, solche Achsenbilder im monochromatischen Licht zu betrachten, da man dann viel besser übersieht, welchen Grad von Genauigkeit die Orientierung des betreffenden Durchschnittes besitzt. So sollte man z. B. niemals die Bestimmung der Auslöschungsrichtung an einem Durchschnitt eines monoklinen Kristalls vornehmen, bevor man sich im konvergenten polarisierten Licht versichert hat, daß die Schnittrichtung auch tatsächlich der Längsfläche des Kristalls entspricht, welche stets senkrecht zu einer der drei Hauptschwingungsrichtungen ist, also im monochromatischen Licht unter allen Umständen ein in zwei aufeinander senkrechten Richtungen symmetrisches Achsenbild gibt.

In einem Schnitt parallel zur Achsenebene kann man in derselben Weise, wie dies S. 100 für einen Schnitt parallel zur optischen Achse eines einachsigen Kristalls geschildert wurde, die Richtung der spitzen Bisektrix an der Farbenverteilung im Interferenzbild in der 45°-Stellung deutlich erkennen, vorausgesetzt, daß der wahre Achsenwinkel sich 90° nicht allzusehr nähert. In den beiden Quadranten, durch welche die spitze Bisektrix geht, tritt Erniedrigung (bzw. bei ziemlich großem Achsenwinkel sehr schwache Erhöhung), in den beiden andern Quadranten Erhöhung (bei ziemlich großem Achsenwinkel stärkere Erhöhung gegenüber den beiden ersten Quadranten) ein. Die folgenden Zahlen geben die betreffenden Werte für den optisch positiven Gips (Achsenwinkel 59°) entsprechend der Tabelle S. 100, wobei unter I die Werte in der Ebene gegen die spitze, unter II diejenigen gegen die stumpfe Bisektrix zusammengestellt sind.

		I		II	
u	*p*	*d*	*w*	*d*	*w*
0°	1,0000	0,0098	0,0098	0,0098	0,0098
20°	1,0652	0,0089	0,0095	0,0096	0,0100
40°	1,3054	0,0066	0,0086	0,0089	0,0116
60°	2,0000	0,0040	0,0080	0,0082	0,0164

Die in der Ebene I um 60° gegen die Plattenormale geneigten Strahlen zeigen also hier nicht ganz die Hälfte der Verzögerung der entsprechenden Richtungen in der Ebene II.

VI. Zwillingsbildungen und optische Anomalien.

Zwillingsbildungen. Zahlreiche Kristalle bestehen nicht aus einem einheitlichen Individuum, sondern aus zwei oder mehr Einzelindividuen, welche in gesetzmäßiger Weise miteinander verwachsen sind; man nennt dieselben Zwillinge oder Viellinge. Die kristallographischen Gesetze, nach welchen solche Verwachsungen auftreten, lassen sich in einfachen Fällen durch genaue mikroskopische Untersuchung feststellen; bei komplizierten Verwachsungen aber sind die Resultate der optischen Methoden, wenn sie nicht durch exakte Kristallmessungen unterstützt werden, nur mit großer Vorsicht aufzunehmen.

Zwillingsverwachsungen regulärer Kristalle sind unter dem Mikroskop nur an der äußeren Form zu konstatieren; einspringende Winkel z. B. bieten Anhaltspunkte dafür, daß Zwillingsverwachsungen vorliegen. Auch bei optisch einachsigen Mineralien ist die optische Erkennung von Zwillingen nicht möglich, wenn in den verschiedenen Individuen die Hauptachsen parallel sind. In jedem Schnitt durch einen solchen Zwilling werden die Schwingungsrichtungen beider Individuen und ebenso die Lichtgeschwindigkeit des außerordentlichen Strahls in denselben die gleichen sein, und auch im konvergenten polarisierten Licht ist das Verhalten der verschiedenen Einzelindividuen in diesem Falle übereinstimmend. Ein charakteristisches Beispiel dafür bietet der Quarz, der in eingewachsenen Kristallen ebenso häufig wie in den aufgewachsenen Zwillinge mit parallelen Hauptachsen bildet, die sich aber der mikroskopischen Bestimmung völlig entziehen.

Sind dagegen die Hauptachsen der in Zwillingsstellung befindlichen Individuen gegeneinander geneigt, so wird man in jedem Schnitt schief oder senkrecht zur Zwillingsebene beobachten, daß die Auslöschung der Teilindividuen nicht gleichzeitig erfolgt, d. h. wenn der eine Teil des Zwillings dunkel erscheint, wird der andere, gegen diesen durch die Zwillingsnaht scharf abgegrenzt, hell sein, und umgekehrt. Man muß sich dabei aber hüten, voreilig aus dem Winkel, welchen die Auslöschungsrichtungen in beiden Kristallen miteinander bilden, Schlüsse über das Zwillingsgesetz selbst abzuleiten, denn die wahre Neigung der beiden Hauptachsen kann man nur in einem Schnitt bestimmen, in welchem beide Kristalle senkrecht zur Zwillingsebene getroffen sind.

Zwillinge rhombischer Kristalle sind im allgemeinen leichter zu bestimmen. Selbst wenn die Hauptachsen parallel sind, gibt bei kräftig pleochroitischen Substanzen die verschiedene Färbung der einzelnen Teile hin und wieder Aufschluß über vorhandene Zwillingsbildungen. Schwierig aber wird die Erkenntnis derselben dann, wenn der Pleochroismus nicht deutlich und entweder bei zur Zwillingsebene senkrechter Lage der Achsenebene der Achsenwinkel sehr groß ist oder die Bisektrix eines sehr kleinen Achsenwinkels in

der Zwillingsebene liegt, da in diesen beiden Fällen in denjenigen Schnitten, in welchen man die Zwillingsverwachsung am besten erkennen könnte, die Auslöschungsrichtungen zusammenfallen und auch die Interferenzfarben sehr ähnlich sind. Im konvergenten polarisierten Licht kann man sich über die verschiedene Orientierung der einzelnen Teile auch in solchen Fällen meist noch Klarheit verschaffen. Sind andernteils die kristallographischen Achsen der miteinander verwachsenen Kristalle schief zueinander, so ist die Verwachsung an der verschiedenen Auslöschung leicht erkennbar, und die beiden Individuen erscheinen nur dann gleichmäßig hell, wenn, wie in Fig. 120 (Staurolith), die Neigung der beiden Individuen gegen die Nicols die gleiche ist.

Im monoklinen System sind die meisten Zwillinge solche, bei welchen die Querachse in beiden Individuen parallel liegt. Sind die Kristalle einer Substanz nach dieser Achse prismatisch entwickelt, so wird vor allem die Zone der Querachse selbst zur Untersuchung kommen. Liegen keine stark gegen die Querachse geneigten Schnitte vor, so gilt für solche Kristalle das,

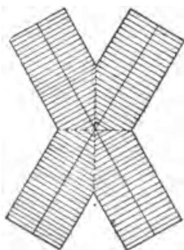


Fig. 120.
Zwilling mit geneigten Achsen, Staurolith.

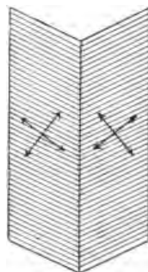


Fig. 121.
Monokliner Zwilling, Diopsid.

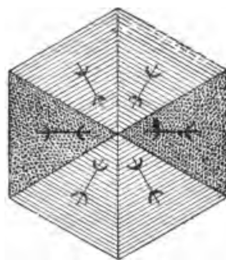


Fig. 122.
Durchkreuzungsdrilling, Cordierit.

was für rhombische mit parallelen Hauptachsen gesagt wurde: sie sind optisch nicht in allen Fällen mit Sicherheit zu erkennen, wie dies z. B. für die außerordentlich verbreiteten Zwillinge des Epidots gilt, welche nur selten kenntlich sind. In Schnitten dagegen, welche die Querachse schief oder senkrecht treffen, ist an der verschiedenen Lage der Schwingungsrichtungen der Zwilling leicht festzustellen, wie dies Fig. 121 am Beispiel eines Diopsids zeigt.

Was endlich die Zwillinge trikliner Kristalle betrifft, so werden dieselben in allen Durchschnitten kenntlich sein, da die Schwingungsrichtungen im allgemeinen nicht parallel liegen.

Hin und wieder beobachtet man, daß nicht nur zwei, sondern drei und mehr Individuen in gesetzmäßiger Weise miteinander verwachsen. Von den Verwachsungen dreier Individuen, den Drillingen, sind besonders die eigenartigen Durchkreuzungsdrillinge gewisser rhombischer und monokliner Kristalle hervorzuheben, welche einen Prismenwinkel von annähernd 120° besitzen. Dieselben lagern sich dann zu scheinbar hexagonalen Kristallen in der Weise zusammen, wie das Fig. 122 zeigt.

Die Viellinge endlich nehmen meist die Form lamellarer Verwachsungen an; die Zwillingslamellierung ist namentlich bei monoklinen und tri-

klinen Substanzen sehr verbreitet, fehlt aber auch rhombischen (Olivin), hexagonalen (Kalkspat), tetragonalen (Rutil) nicht und findet sich schließlich auch bei regulären (Flußspat) vor, an welch letzteren sie aber optisch nicht nachgewiesen werden kann. Der ganze Kristall besteht dann scheinbar aus zwei oder mehr Individuen, welche sich gegenseitig lamellenartig durchdringen (Fig. 123, Plagioklas), so daß das eine Lamellensystem dem einen, das andere dem zweiten Individuum, ein weiteres vielleicht einem dritten usw. angehört. Endlich kommt es vor, daß ein Lamellensystem, welches durch Zwillingsbildung nach einem bestimmten Gesetz entstanden ist, durchkreuzt wird von einem nach einem zweiten Gesetz eingelagerten System; man bezeichnet diese Erscheinung, welche hin und wieder eine große Feinheit des Aufbaues annimmt, als Gitterlamellierung. Fig. 124 zeigt den Fall der Gitterlamellierung nach Albit- und Periklingesetz am Plagioklas.

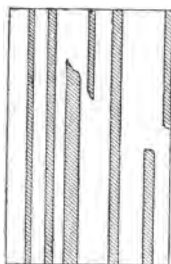


Fig. 123. Zwillingslamellierung.

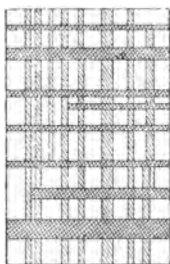


Fig. 124. Gitterlamellierung.

Dieser komplizierte Aufbau der Kristalle aus zahlreichen alternierenden Zwillingslamellen ist zumal in den größeren polymorphen Gruppen weit verbreitet (Epidotgruppe, Feldspatgruppe), wo die niederer symmetrische Modifikation durch solche vielfach wiederholte Zwillingsbildung sich in der äußeren Form der höher symmetrischen nähert, eine Annäherung, welche um so vollkommener wird, je feiner die Einzelindividuen sind, bis endlich ein so hoher Grad von Kleinheit der einzelnen Komponenten erreicht ist, daß man dieselben im Mikroskop nicht mehr trennen kann. Dann pflegt auch die optische Beschaffenheit mit derjenigen der höher symmetrischen Modifikation übereinzustimmen. Dieser allmähliche Übergang von niederer in höhere Symmetrie durch komplizierte Zwillingsbildung ist der Anlaß gewesen zu der Theorie von Mallard, daß zahlreiche Kristalle der höheren Symmetriegruppen durch solche Zwillingsverwachsungen niederer symmetrischer Individuen entstanden sind.

Andernteils macht man öfters die Beobachtung, daß Substanzen, welche bei einer gewissen Temperatur in einem bestimmten Kristallsystem kristallisieren, bei einer Änderung derselben zu einem komplizierten Zwillingsstock niederer symmetrischer Einzelindividuen zerfallen. Seit langer Zeit nachgewiesen ist dies für Leucit und Boracit, welche im Augenblick ihrer Bildung, die wohl in diesen Fällen in erhöhter Temperatur erfolgte, regulär kristallisierten, bei der Abkühlung aber in dieser Modifikation nicht mehr beständfähig waren und daher zu einem scheinbar wirren Komplex doppelbrechender Lamellen wurden. Durch Erwärmung auf eine bestimmte Temperatur kann man an diesen Kristallen den regulären Gleichgewichtszustand wiederherstellen, während die Abkühlung wiederum den Zerfall in die doppelbrechende Modifikation zur Folge hat.

Für die Bestimmung der in den Gesteinen so häufig vorkommenden, aus Zwillingslamellen aufgebauten, monoklinen und triklinen Kristalle, welche in beliebig orientierten Schnitten vorliegen, hat man eine Reihe von Methoden an-

gewandt, welche zum Teil auf den gegenseitigen Beziehungen der verzwillingten Individuen begründet sind. Die einfachste davon ist die Bestimmung der Auslöschungsschiefe in einer Reihe von Schnitten, in welchen die beiden Individuen zur Zwillingsgrenze symmetrische Auslöschung zeigen, die also senkrecht zur Zwillingsebene getroffen sind. Ferner die Bestimmung der Stellungen gleicher Helligkeit, *„égale intensité lumineuse"*, welche sehr dünne Plättchen schwach doppelbrechender Zwillingskristalle im polarisierten Licht (dickere und etwas stärker doppelbrechende Plättchen nur bei Anwendung von monochromatischem Licht) zeigen. Ein derartiger Zwilling, in dessen beiden Teilen die Schwingungsrichtungen schief zueinander stehen, wird nicht in allen Stellungen zwischen gekreuzten Nicols als solcher erkannt. Vielmehr gibt es bei einer Horizontaldrehung des Kristalls um 360° acht Stellungen, von welchen je vier und vier zueinander gekreuzt sind, und in denen die beiden Hälften gleich hell erscheinen, so daß also die Zwillingsgrenze völlig verschwindet. Diese beiden Gruppen von je vier Stellungen lassen sich auch noch unter sich dadurch unterscheiden, daß, wenn die Lamellen sich teilweise keilförmig überlagern, die betreffenden Stellen bei der einen Gruppe ebenso hell wie der übrige Kristall erscheinen, bei der andern aber dunkler sind. Diese Methode der Bestimmung der Stellungen gleicher Helligkeit wurde hauptsächlich für die Bestimmung der Plagioklase fruchtbringend verwertet, hat aber keine allgemeine Anwendung gefunden.

Optische Anomalien. Was die optischen Anomalien betrifft, so beobachtet man dieselben bei mikroskopischen Studien gleichfalls nicht selten. Schwankungen im Winkel der optischen Achsen zweiachsiger Kristalle, ein geringes Auseinandergehen des schwarzen Kreuzes optisch einachsiger Kristalle beim Drehen im konvergenten polarisierten Licht, fleckenartige Aufhellung regulärer Kristalle zwischen gekreuzten Nicols sind ungemein verbreitet. Um Einschlüsse herum tritt in Glas oder regulären Kristallen oft im parallelen polarisierten Licht ein von einem schwarzen Kreuz (Brewstersches Kreuz) durchschnittener, schwach aufhellender Hof hervor.

Sehr verbreitet ist ferner die Erscheinung, daß äußerlich reguläre Kristalle sich entweder im ganzen oder in bestimmten, regelmäßig abgegrenzten Teilen optisch nicht normal verhalten, sondern das Licht doppelt brechen. Auf die Erscheinung am Leucit und Boracit und deren Zerfall in Zwillingsstöcke bei der Abkühlung wurde schon hingewiesen; streng genommen gehören allerdings diese gesetzmäßigen Erscheinungen nicht zu den Anomalien, als welche sie gewöhnlich bezeichnet werden, sondern es sind echte und eigentliche Paramorphosen. Wenn man aber z. B. die Beobachtung macht, daß gewisse Kristalle durch eine kaum noch chemisch nachweisbare Beimengung einer andern Substanz — sei es daß beide untereinander isomorph oder nicht isomorph sind — ihre ganze optische Beschaffenheit ändern, daß z. B. Kristalle von Kalialaun durch geringe Beimengungen von Ammoniakalaun zu einem Gebilde werden, das bei Erhaltung der äußeren regulären Symmetrie innerlich aus einer Anzahl doppelbrechender Pyramiden aufgebaut ist, so haben wir hierin die eigentliche Form der optischen Anomalien regulärer Kristalle.

Wir machen im allgemeinen die Beobachtung, daß der Aufbau solcher Kristalle in strengsten Beziehungen zu ihrer äußeren Form steht, so daß dieselben schließlich aus ebensovielen Pyramiden zusammen-

gesetzt sind, als sie äußerlich Flächen aufweisen, wobei jede Fläche des Kristalls die Basis einer solchen Pyramide wird, deren Spitzen sich im Zentrum des Kristalls vereinigen. Wo als letzte äußere Umgrenzung eine Kristallform fehlt, wird der innere Aufbau dadurch natürlich nicht beeinflußt, denn die Störungen der optischen Eigenschaften sind nicht etwas später, d. h. nach Vollendung der Form Hinzugekommenes, sondern sie sind in der innersten Anlage der Kristalle begründet. Solche Felderteilungen beobachten wir ziemlich häufig bei regulären Kristallen, nicht selten auch bei optisch einachsigen. Sie sind aber um so seltener, je geringer die Symmetrie des Kristallsystems ist, da der optisch anomale Kristall in seinem optischen Verhalten stets einer niedereren Symmetriegruppe entspricht, als dem normalen zukommt. Bezeichnend ist, daß gewisse Verbindungen sehr leicht eine derartige optische Beeinflussung erleiden, so daß sie fast gar nicht im normalen Zustand bekannt sind, während man die Erscheinungen der optischen Anomalien an andern wiederum gar nicht kennt.

Die als Anomalien der optisch isotropen Körper zusammengefaßten Erscheinungen sind also dreierlei Art: Entweder eine auf die Umgebung von Einschlüssen beschränkte Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols mit dem Brewsterschen Kreuz. Diese ist unzweifelhaft durch Spannungen hervorgebracht und findet sich bei amorphen wie bei regulären Körpern. Oder eine der äußeren Form entsprechende Felderteilung, welche wohl im allgemeinen durch fremde, intramolekular eingelagerte Beimengungen entsteht und so gleichfalls den Charakter einer Spannungserscheinung besitzt. Endlich das Auftreten einer Zwillings- oder Gitterlamellierung, die im allgemeinen auf eine Dimorphie der betreffenden Substanz und darauf beruhende Paramorphosenbildung zurückzuführen ist.

Anhang.

Nebenapparate.

Als Beigabe zu einem Mikroskop sind in einzelnen Fällen eine Reihe mehr oder minder komplizierter Nebenapparate wünschenswert, welche namentlich bei gewissen Spezialuntersuchungen eine größere Rolle spielen. Sie sollen hier der Vollständigkeit halber angeführt werden. Eine lückenlose Aufzählung derselben und eine detaillierte Beschreibung ist dabei durchaus nicht beabsichtigt, es soll vielmehr nur eine allgemeinere Orientierung über die Anwendbarkeit derselben bezweckt werden. Hauptsächlich drei Gruppen solcher Nebenapparate besitzen eine größere Bedeutung:

1. die Drehapparate,
2. die Erhitzungsapparate,
3. die Projektions- und Reproduktionsapparate,

deren wichtigste Typen im folgenden kurz skizziert werden sollen.

1. Die Drehapparate.

Unter dem Namen der Drehapparate faßt man eine Reihe einfacherer oder komplizierterer Mikroskopattribute zusammen, welche eine Drehung der zu untersuchenden Objekte außer um die Achse des Objekttisches noch um eine oder mehrere weitere Achsen gestatten. Die ältesten derartigen Apparate sollten ausschließlich goniometrischen Untersuchungen dienen: es sind dies die sog. Mikroskopgoniometer, welche heute aber kaum irgend eine Bedeutung mehr haben. Dagegen besitzen wir eine ganze Reihe von Vorrichtungen von den einfachsten Modellen bis zu den eigentlichen Universaltischen, deren Zweck in erster Linie die optische Untersuchung der Objekte in den verschiedenen Richtungen ist, die beim Arbeiten mit den Drehapparaten nacheinander zur Beobachtung kommen.

Diese Apparate beruhen hauptsächlich auf zwei verschiedenen Prinzipien. Die einen versuchen die Ablenkung und Totalreflexion der Strahlen durch die beliebig schief liegenden Flächen des Präparates dadurch zu eliminieren, daß sie den Kristall oder das mikroskopische Präparat zwischen zwei plankonvexe Linsen einlegen, so daß in jeder Stellung die Eintritts- wie die Austrittsfläche des Apparates senkrecht zum Gange der Lichtstrahlen ist, welche durch das Präparat hindurchgesandt werden, und somit eine Ablenkung der zentralen Strahlen überhaupt nicht eintritt. Oder aber die Beobachtung wird durch Eintauchen des Objektes in eine Flüssigkeit von sehr ähnlicher Lichtbrechung ermöglicht, welche entweder eine horizontale oder eine vertikale durch parallele Außenflächen abgegrenzte Schicht bildet, innerhalb deren der Kristall selbst beliebig gedreht werden kann. Die erstere Methode hat sich in vielen Fällen bewährt, wo es sich um die Untersuchung von Dünnschliffen handelt; die andere wurde häufiger beim Studium isolierter Kristalle angewandt, aber auch mit großem Nutzen auf das Studium der Dünnschliffe übertragen.

Drehapparate zur Beobachtung zwischen zwei plankonvexen Linsen. Der einfachste dieser Nebenapparate besteht nach dem Vorschlag von Schröder van der Kolk ausschließlich aus einem Linsenpaar, von welchen die eine, mit einem Durchmesser von ca 25 *mm*, in die Lichtöffnung des Objekttisches eingelegt wird und dort in allen Richtungen gedreht werden kann, während mit der kleineren Linse, von ca 8 *mm* Durchmesser, das Präparat zentrisch gedeckt wird. Beide Linsen müssen so angefertigt sein, daß das Präparat selbst möglichst genau in den Brennpunkt des Systems zu liegen kommt, d. h. die untere Linse muß um die Dicke des Objektglases, die obere um diejenige des Deckglases von der Form einer Halbkugel abweichen. Auf die größere Halbkugel wird mittels eines Tropfens Glycerin das Objektglas des Präparates, welches am besten rund ist und kleiner sein soll als der Durchmesser der Linse, aufgelegt, und nun wird die zu untersuchende Partie bei möglichst horizontaler Stellung des Präparates genau zentriert. Abermals mit einem kleinen Tropfen Glycerin wird auf dem Deckglas des Präparates die zweite Linse befestigt und diese so lange verschoben, bis das zu beobachtende Objekt, das jetzt etwa doppelt so groß erscheint als zuvor, wieder genau

in der Mitte des Gesichtsfeldes ist. Man bestimmt nun zunächst die beiden Hauptschwingungsrichtungen in dem Objekt und dreht dann die untere Linse um eine dieser beiden Richtungen als Achse, wobei man fortwährend die Erscheinungen im parallelen polarisierten Lichte prüft. Um von den zahlreichen Zufälligkeiten unabhängig zu sein, welche eine solche Drehung aus freier Hand mit sich bringt, kann man zum Drehen einen der Objektklammer in Fig. 29 (S. 20) nachgebildeten kleinen Apparat verwenden, welcher auf dem Präparat federnd aufliegt und um eine horizontale Achse drehbar ist; den Betrag der Drehung kann man an einem kleinen Teilungskreis ablesen.

Man bringt in dem zu untersuchenden Kristall zunächst die betreffende Hauptschwingungsrichtung in parallele Lage zu der Drehungsachse des Apparates und kann nun die Drehung exakt und in meßbarer Weise ausführen. Hat man z. B. prismatisch entwickelte Kristalle, welche gerade auslöschen und im konvergenten polarisierten Licht kein charakteristisches Achsenbild geben, so führt man eine Drehung zunächst in der Weise aus, daß die Längsrichtung des Kristalls als Drehungsachse parallel zu einer der Schwingungsrichtungen der Nicols zu liegen kommt. Es sind nun zwei Fälle möglich: entweder der Kristall bleibt bei der Drehung fortwährend ausgelöscht, oder aber es tritt mehr und mehr Aufhellung ein, und man muß den Kristall nach einer bestimmten Drehung des Nebenapparates wieder um die vertikale Achse um einen bestimmten Betrag drehen, um Dunkelheit zu erreichen. In letzterem Fall ist der Kristall monoklin. Blieb der Kristall aber fortwährend dunkel, so wird eine zweite Drehung um die zur ersten senkrechte horizontale Achse ausgeführt und dieselbe Beobachtungsreihe wiederholt. Ist derselbe auch jetzt während der ganzen Drehung dunkel, so ist er tetragonal, hexagonal oder rhombisch; wird er aber allmählich hell, so ist er monoklin in einer nach der Querachse verlängerten Ausbildung.

War in allen Fällen gerade Auslöschung vorhanden, so nehmen wir die Längsrichtung des Kristalls wieder zur Drehungsachse und stellen dieselbe unter 45° zu den Nicols, so daß er die lebhaftesten Interferenzfarben zeigt. Dreht man nun um diese Richtung als Achse und tritt bei gleichmäßiger Dicke des Prismas keine Änderung der Interferenzfarbe ein, so ist der Kristall optisch einachsig; tritt dagegen eine Änderung ein, so ist er rhombisch. Verfolgt man nun ferner noch alle Änderungen, welche sich hierbei ergeben, im konvergenten polarisierten Licht, zu welchem Zweck man einfach den Tubus um einen geringen Betrag zu heben braucht, ohne sonst die optische Ausrüstung zu ändern, so hat man für die qualitative Erforschung der Kristalle in diesem einfachen Apparat ein äußerst wichtiges Hilfsmittel an der Hand.

Noch vielfacher verwertbar wird dieser Apparat, wenn man sich eine ganze Reihe von den größeren Linsen herstellt, welche auf ihrer ebenen Fläche zentrisch eine halbkugelförmige Bohrung von verschiedenem Durchmesser aufweisen. In die so gebildeten Vertiefungen kann man dann größere Kristalle, geschliffene Steine etc. innerhalb einer Flüssigkeit von gleichem Brechungs-

exponenten im parallelen und im konvergenten Licht nach verschiedenen Richtungen untersuchen, was namentlich bei Edelsteinuntersuchungen vorzügliche Resultate liefert.

Auf demselben Prinzip beruht eine ganze Reihe anderer Konstruktionen, von welchen hier nur das große Modell des Fedorowschen Universaltisches näher beschrieben werden soll. Fig. 125 gibt eine Abbildung dieses mit drei Drehungsachsen versehenen Tisches. Derselbe besteht aus dem Stativ $l_1 l_1$, welches auf den Objekttisch des Mikroskops aufgesetzt wird und in welchem der ganze Tisch mittels der Schraube *k* um eine horizontale Achse gedreht werden kann — den Betrag der Drehung gibt der mit Nonius *n* versehene Teilkreis *T* —, während die Achse mittels der Schraube *f* fixierbar ist. Mit dieser Achse ist der Nonius n_1 fest verbunden, gegen welchen der Tisch *K* in seiner Ebene um eine zur ersten senkrechte Achse drehbar ist. Dieser Tisch trägt die dritte Achse *Hd*, welche eine Drehung um eine beliebige in der Ebene des Tisches *K* liegende Achse gestattet. Endlich kann noch der Glastisch *S* mit dem darauf befindlichen Präparat in seiner Ebene gedreht werden.

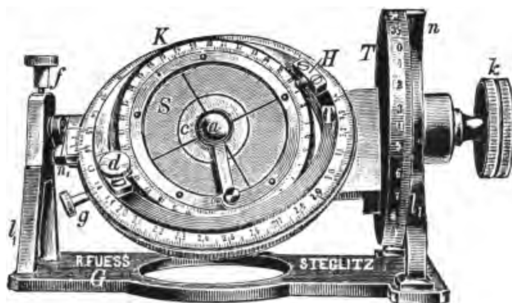


Fig. 125. Fedorowscher Universaltisch.

Auf dem Tisch selbst wird das Präparat mittels Glycerin aufgesetzt und unter dem Glastisch *S* ebensowohl als über dem Präparate, gleichfalls mit Glycerin, je eine plankonvexe Linse *a* zentrisch aufgesetzt. Man kann die Leistungsfähigkeit des Apparates bei der Untersuchung von Kristallen von hoher Lichtbrechung noch bedeutend steigern, wenn man den Objekttisch sowohl als die Linsen und schließlich die Gläser, innerhalb deren das Präparat eingekittet ist, aus einer Glassorte von höherem Brechungsexponenten wählt und dementsprechend auch eine höher lichtbrechende Flüssigkeit zur Verbindung der einzelnen Teile verwendet. Obgleich nun der Apparat seine Brauchbarkeit für gewisse Untersuchungen (Feldspatstudien) bewährt hat, steht die Genauigkeit der Resultate doch entschieden in keinem Verhältnis zu der komplizierten mechanischen Einrichtung des Universaltisches, und die Notwendigkeit, für die Untersuchungen mit diesem Apparat stets eigene, womöglich auf eine besondere Glassorte aufgesetzte Präparate zu besitzen, ist natürlich gleichfalls ein Hindernis für die weitere Verbreitung derartiger Studien.

Drehapparate zur Untersuchung innerhalb von Flüssigkeiten. Diese von C. Klein vorgeschlagene Methode dient in erster Linie zur Untersuchung von isolierten Kristallen oder Bruchstücken solcher, sie wurde erst später auf die Untersuchung von Dünnschliffen übertragen. Im einfachsten Fall besteht der Apparat aus einem niedern, an der Unterseite durch eine planparallele

Glasplatte verschlossenen Gefäß mit einem seitlich angebrachten konischen Rohrstutzen, in welchem ein Glaszapfen drehbar ist, der gleichzeitig den Verschluß bildet und an dem außen eine Teilung, innen der Kristallträger angebracht ist (Fig. 126). Das Gefäß wird mit einer Flüßigkeit von möglichst ähnlicher Lichtbrechung gefüllt, wie sie dem zu untersuchenden Kristall zukommt, und dieser letztere, genau senkrecht zu der zu untersuchenden Zone orientiert, auf den Glaszapfen aufgesetzt. Man kann mit diesem Apparat z. B. die Auslöschungsrichtung auf den verschiedenen Flächen einer Zone bestimmen, man kann ferner, wenn die Lichtbrechung der Flüssigkeit mit der mittleren des Kristalls vollständig übereinstimmt, direkt den wahren Achsenwinkel messen usw. Um bei all diesen Nebenapparaten, welche eine größere Entfernung zwischen Objekt nnd Objektiv notwendig machen, Beobachtungen auch im konvergenten polarisierten Licht ausführen zu können, hat man eigene Objektive mit größerer Brennweite und nicht allzu kleinem Gesichtsfeld konstruiert, welche ebenso wie entsprechende Kondensatoren den Drehapparaten beigegeben werden.

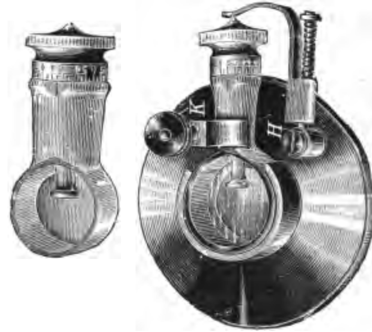


Fig. 126.
Einfacher Drehapparat von R. Fueß.

Noch weiterer Verwendung fähig ist der größere Universaldrehapparat für Kristalle von C. Klein, welcher infolge der Möglichkeit einer ziemlich genauen Justierung und Zentrierung des auf dem Kristallträger aufgesetzten Kristalls auch recht genaue Messungsresultate zu erzielen gestattet. Bei der Benutzung dieses Apparates wird das Mikroskop in horizontaler Stellung gebraucht und in den Gang der Lichtstrahlen ein kleines, viereckiges Glasgefäß eingefügt, das die Flüssigkeit enthält, in welche der Kristall eintaucht. Die planparallelen Wände dieses Glasgefäßes, innerhalb dessen der Kristall ohne anzustoßen drehbar sein muß, müssen möglichst genau senkrecht zur optischen Achse des Mikroskops eingestellt werden.

Schließlich kann man auch ein kleines Goniometer in ähnlicher Weise mit dem Mikroskoptisch in Verbindung bringen. Man hat dabei aber entweder den Nachteil, daß wegen der Höhe des Justier- und Zentrierapparates des Gonio-

meters der Fokalabstand der Objektive noch größer sein muß, oder daß man das Goniometer ganz außerhalb der Achse des Mikroskops anbringen und die Verbindung durch einen besonders langen Kristallträger herstellen muß; der letztere gibt aber wiederum wegen des langen Hebelarmes schon bei sehr geringen Verschiebungen der Justierschrauben so große Ausschläge, daß sich auch diese Einrichtung nicht als praktisch erwiesen hat.

Für Untersuchungen im Dünnschliff nach dieser Methode wurde der in Fig. 127 abgebildete Apparat konstruiert. Das Gefäß *B*, welches zur Aufnahme der Flüssigkeit dient, ist bei *a* durch eine runde, planparallele Glasplatte verschlossen. *S* ist der Tisch, dessen Mittelteil aus Glas besteht und auf dem mittels der Klammern *e* und e_1 das Objekt festgeklemmt wird. Die Schraube *k* dient, durch Übertragung mittels eines Zahnrades, zur Drehung des Tisches *S* in seiner Ebene; *T* gestattet die Bewegung desselben um eine dazu senkrechte Achse. Der Apparat wird für verschiedene Objektglasgrößen angefertigt; es können also die gewöhnlichen Dünnschliffe mit demselben untersucht werden, nur muß man zuvor das Deckglas und etwa anhaftenden Kanadabalsam von denselben entfernen.

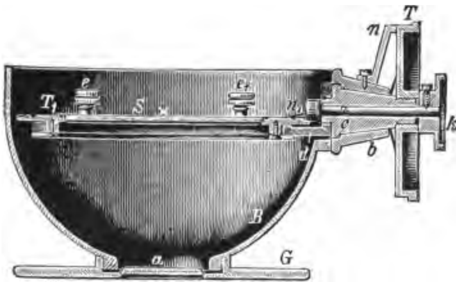


Fig. 127.
Universaldrehapparat für Dünnschliffe nach C. Klein.

2. Die Erhitzungsapparate.

Da die optischen Eigenschaften der Kristalle abhängig sind von der Temperatur und einzelne Substanzen schon bei verhältnismäßig geringen Schwankungen der Temperatur bedeutende Änderungen der optischen Eigenschaften aufweisen, hat man eine Reihe von Apparaten konstruiert, welche die mikroskopische Beobachtung bei erhöhter Temperatur ermöglichen, die aber andernteils auch möglichst konstant eine bestimmte kontrollierbare Temperatur festzuhalten im stande sein müssen. Außerdem dienen solche Apparate auch dazu, Kristallisationen bei erhöhter Temperatur *in statu nascendi* zu beobachten, weshalb man die mit solchen Apparaten ausgerüsteten Mikroskope auch Kristallisationsmikroskope nennt. Ein speziell für Zwecke der physikalischen Chemie zusammengestelltes Mikroskop dieser Art stellt

Fig. 128 dar, in welchem ohne Schädigung der Linsen selbst recht hohe Temperaturen erzielt werden hönnen, weil die Linsen des Objektives fortwährend von einem Wasserstrom gekühlt werden.

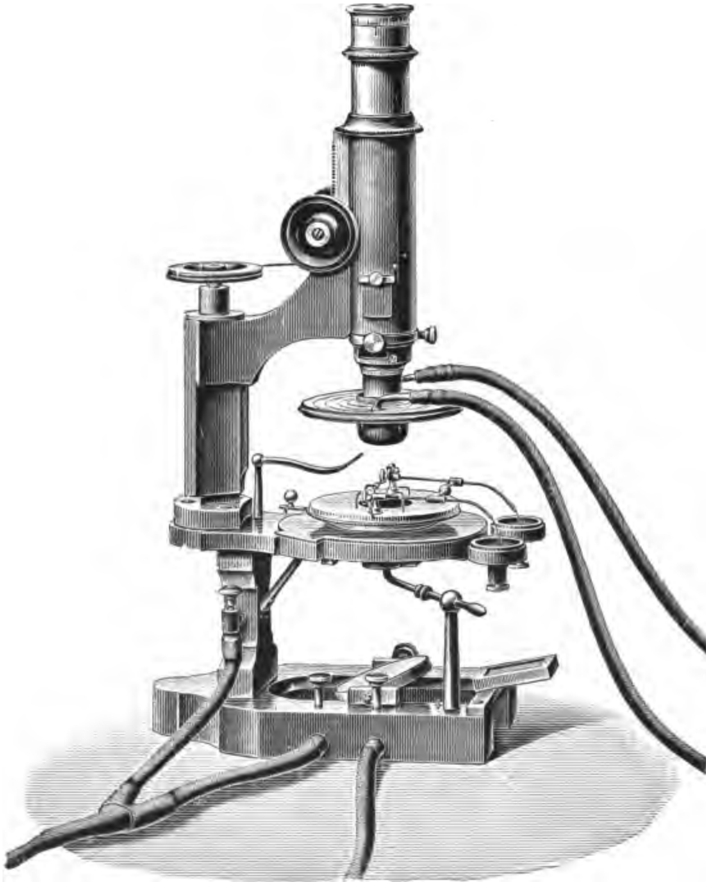


Fig. 128. Chemisches Mikroskop von Voigt & Hochgesang.

Ein sehr brauchbarer Erhitzungsapparat ist in Fig. 129 (S. 130) in ca $^1/_3$ natürlicher Größe abgebildet. Zur Isolierung gegenüber dem Objekttisch und den in dessen Fassung befindlichen optischen Apparaten ist derselbe mit Asbestpappe überzogen und durch vier Glaszylinder als Füße isoliert. Der Erhitzungskasten *A'* ist bei *b* und an der entgegengesetzten Unterseite durch planparallele Glasplättchen geschlossen, während durch den Kamin *A* die erhitzte Luft entweicht. Das Präparat wird auf einem in der Durchbohrung *b* befindlichen Objektträger angebracht und mittels des Gasbrenners *gg'* erhitzt, während wieder zu rascherer Abkühlung durch das Ansatzstück *r* kalte Luft zugeführt werden kann. Das in Fig. 129 angegebene Thermometer, welches Ablesung bis 450° gestattet, legt

sich gabelförmig um das Objekt, dessen Temperatur auf diese Weise mit großer Genauigkeit bestimmt werden kann.

Andere Erhitzungsapparate gestatten eine noch viel bedeutendere Erhitzung als der hier abgebildete durch rasche Zuführung der Hitze mittels des elektrischen Stromes. Es kann damit bei genügender Isolierung der Linsen, der Nicols etc. selbst noch Rotglut erzeugt werden, allerdings aber im allgemeinen

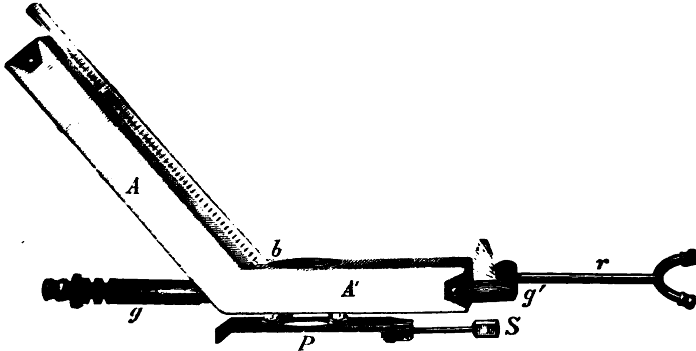


Fig. 129. Einfacher Erhitzungsapparat von R. Fueß.

nicht für größere Zeitdauer, da dann trotz allem die Wärmestrahlung zu bedeutend wird. Im allgemeinen wird man deshalb von derartig hohen Temperaturen zweckmäßiger absehen, da die meisten zu untersuchenden Objekte sehr schlechte Wärmeleiter sind und eine Gewähr dafür, daß dieselben durch und durch gleichmäßig dieselbe Temperatur angenommen haben, nur in der langen Dauer gleichmäßiger Erhitzung gegeben ist.

3. Die Projektions- und Reproduktionsapparate.

Es gibt eine große Anzahl von Apparaten, welche den Zweck haben, das im Mikroskop Beobachtete möglichst ohne jede subjektive Beigabe darzustellen und zu reproduzieren. Soweit eine solche Reproduktion durch Mikrophotographie hervorgebracht werden kann, verdient diese Methode natürlich wegen ihrer absoluten Objektivität den Vorzug. Doch gibt es andernteils eine ganze Reihe von Erscheinungen, welche die photographische Platte nicht mit dem notwendigen Ausdruck wiedergibt, zumal wenn es sich um verhältnismäßig untergeordnete Erscheinungen in dem Gesamtbild handelt, deren Wichtigkeit für einen bestimmten Zweck einer gewissen Hervorhebung bedarf.

Mikrophotographische und Projektions-Apparate. Für Projektionszwecke zur Demonstration von mikroskopischen Präparaten eignet sich jedes Mikroskop, wenn es, wie das Fig. 130 darstellt, mittels eines Beleuchtungsapparates mit einer Lichtquelle ver-

bunden wird. Als Lichtquelle eignet sich am besten eine elektrische Bogenlampe; wenn aber Elektrizität nicht zur Verfügung steht, verwendet man Kalk- oder Zirkonlicht oder schließlich einen Auerbrenner, wobei die Lichtintensivität in der gleichen Reihenfolge abnimmt. Zur projektiven Darstellung gelangt wenigstens bei den verhältnismäßig schwachen Vergrößerungen, welche beim Polarisationsmikroskop im allgemeinen in Frage kommen, am besten das vom Objektiv gelieferte reelle Bild, welches bei mittlerer Vergrößerung und der Verwendung einer Bogenlampe leicht auf einen Meter Durchmesser projiziert werden kann. Dasselbe wird entweder von einem kompakten weißen Schirm auf-

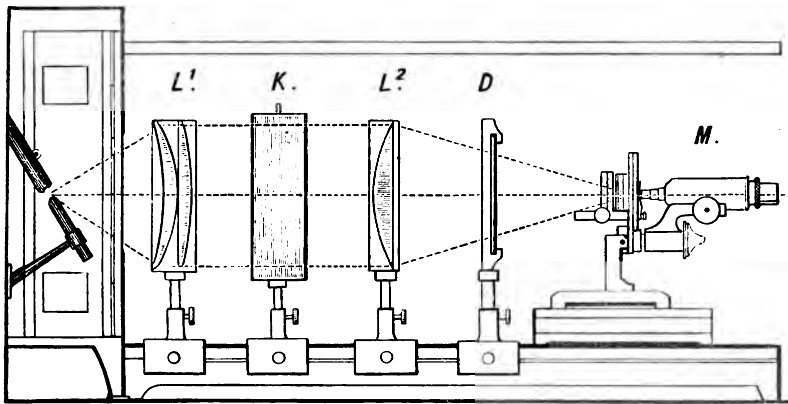


Fig. 130. Projektionsapparat von W. u. H. Seibert.

gefangen oder mittels eines gleichfalls möglichst weißen transparenten Schirms in der Durchsicht zur Darstellung gebracht, wobei auf die exakte Einstellung mittels der Mikrometerschraube des Mikroskops besonderes Gewicht zu legen ist. Die große Erhitzung, welche durch das Sammellinsensystem $L_1 L_2$ in Fig. 130 hervorgebracht wird, muß durch Einschaltung eines mit Wasserzirkulation[1] versehenen Kühlkastens K in den Strahlengang vermieden werden. Aber auch dann ist noch große Sorgfalt erforderlich, besonders wegen der Empfindlichkeit des Kittes der Nicols gegen Erwärmung, so daß eine längere Einwirkung auch der gekühlten Strahlen unterlassen werden muß. Man verwendet daher am besten Mikroskope, welche mit der S. 22 abgebildeten Vorrichtung zur Ausschaltung des Polarisators versehen sind.

[1] Wenn das Anbringen von Wasserzirkulation nicht möglich ist, benutzt man zur Füllung des Kühlkastens am besten konzentriertes Glycerin.

Für die Reproduktion der im Polarisationsmikroskop beobachteten Erscheinungen können die größeren und komplizierten mikrophotographischen Apparate vollständig außer Betracht bleiben, da die Vergrößerungen, um welche es sich hier im allgemeinen handelt, verhältnismäßig nicht sehr bedeutend sind. Mit einer gewissen Übung wird man, eine kräftige, gut zentrierte Lichtquelle vorausgesetzt, durch geeignete Verbindung des Mikroskops mit einer beliebigen Camera vollständig zum Ziele kommen, wenn man einfach das von einem auf die chemisch wirksamsten Strahlen korrigierten sog. mikrophotographischen Objektiv gelieferte reelle Bild des Objektes auf der Platte reproduziert. Erst für stärkere Vergrößerungen wird man die Hilfe der Projektionsokulare in Anspruch nehmen. Selbst der einfache, in Fig. 131 wiedergegebene Apparat, der auf das Mikroskop aufgesetzt wird, leistet bei den schwachen Vergrößerungen recht gute Dienste.



Fig. 131. Photographische Camera von R. Fueß.

Mikrophotographien, welche in diffusem Tageslicht aufgenommen wurden, leiden nicht selten unter Fehlern der Schärfe, welche sich als Folge der langen Expositionsdauer und nicht allzu sorgfältigen Manipulierens während derselben ergeben. Weitaus vorzuziehen, schon wegen der größeren Konstanz der Lichtstärke, sind künstliche Beleuchtungsarten, unter welchen wieder die Bogenlampe und das Kalklicht in erster Linie stehen. Zu den Farbenfiltern, die in der organischen Mikrophotographie eine so große Rolle spielen, wird man hier nur in ganz speziellen Fällen seine Zuflucht nehmen.

Auch die Photographie der Erscheinungen im konvergenten polarisierten Licht ist verhältnismäßig recht einfach, indem man das von einer Bertrandschen Linse hervorgebrachte reelle Bild ohne Okular direkt auf der photographischen Platte auffängt. Die für die gewöhnlichen Untersuchungen dienenden Bertrandschen Linsen haben im allgemeinen aber eine zu geringe Brennweite, um das Bild aus dem Tubus des Mikroskops heraus zu projizieren. Für Photographie und Projektion von Achsenbildern werden daher besondere Linsen mit größerer Brennweite benötigt. Schließlich

mag noch bemerkt werden, daß auch die Herstellung farbiger Photographien der Interferenzfarben mittels des Dreifarbensystems auf das vollständigste gelungen ist.

Zeichenapparate. Was die andere Gruppe hierher gehöriger Apparate betrifft, die Zeichenapparate, so gibt es deren eine große Anzahl in verschiedensten Konstruktionen, welche insgesamt auf dem Prinzip der Camera lucida beruhen: das im Mikroskop beobachtete Bild wird auf die Zeichenfläche geworfen und soll dort bei gleichmäßiger Schärfe über das ganze Sehfeld und mit möglichst geringem Lichtverlust mit einem gleichzeitig scharf eingestellten Stift nachgezeichnet werden können. Besonders zwei von diesen Konstruktionen haben sich als zweckmäßig bewiesen: in erster Linie der Abbesche Zeichenapparat, sodann derjenige von Nachet, von welchen der erstere den Vorzug hat, daß selbst bei Gebrauch der stärksten Objektive kein Lichtverlust eintritt.

Der Abbesche Zeichenapparat (Fig. 132) besteht aus zwei sich zu einem Würfel ergänzenden, zusammengekitteten Prismen *RR'*, welche an der Berührungsstelle mit Ausnahme einer kleinen zentralen Partie versilbert sind. Durch diese Öffnung erhält das Auge das Bild des Objektes *o* aus dem Okular, während anderseits ein drehbarer Spiegel, in einer Entfernung von 70 *mm* angebracht, das Bild

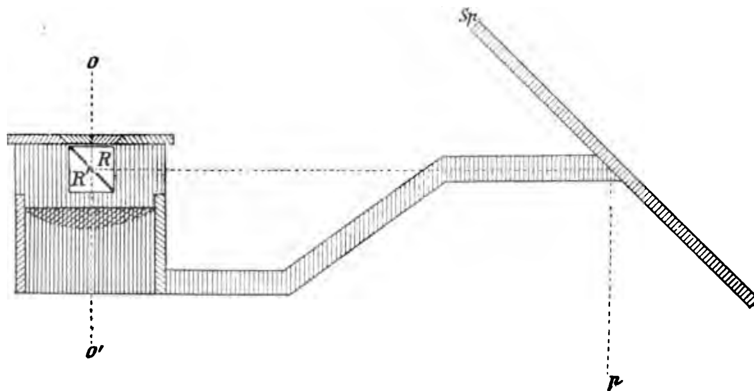


Fig. 132. Zeichenapparat nach Abbe.

der Zeichenfläche auf die versilberte Grenzfläche wirft, von welcher sie in das Auge reflektiert wird. Die verschiedene Stärke der Beleuchtung des Objektes und des Zeichenfeldes kann noch durch Einschiebung verschieden tief gefärbter Rauchglasplättchen in den Gang der von letzterem ausgehenden Strahlen reguliert werden.

Der Zeichenapparat von Nachet (Fig. 133, S. 134) besteht aus einem Prisma mit rhombischem Querschnitt *abcd*, an dessen vorderer, über dem Okular befindlicher Seite das kleine Prisma *efg* aufgekittet ist; die von dem Objekt

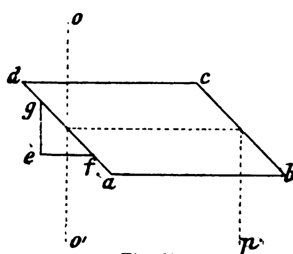


Fig. 133.
Zeichenapparat nach Nachet.

kommenden Strahlen *o* treffen die senkrecht dazu gestellte Kathete *ef* des letzteren und gehen durch dasselbe ungebrochen zum Auge. Dagegen erleiden die vom Zeichenstift herkommenden Strahlen *p* an *cb* und *ad* Reflexion und treten mit jenen gleichgerichtet aus dem Apparat aus.

Daß man mittels dieser Apparate auch die Zeichnung von Achsenbildern ausführen kann, versteht sich von selbst. Unter Umständen kann es für Messungen sehr zweckmäßig sein, wenn man auf diese Weise die erhaltenen Achsenbilder auf einem Millimeterpapier nachzeichnet, welches dann gleichzeitig den Maßstab für die Bestimmung abgibt.

Zusammenstellung der Methoden.

Fassen wir schließlich die Methoden zusammen, welche zur Bestimmung von Kristallen im Polarisationsmikroskop zur Verfügung stehen, so ergibt sich nach Obigem folgendes:

1. Beobachtung der Lichtbrechung.
2. Bestimmung von Kristallform und Spaltbarkeit.
3. Beobachtung von Einschlüssen.
4. Bestimmung von Farbe und Pleochroismus (ev. die Beobachtung im reflektierten Licht).
5. Erkennung der Doppelbrechung.
6. Bestimmung der Lage der Schwingungsrichtungen.
7. Messung der Doppelbrechung.
8. Bestimmung des optischen Charakters der Hauptzone.
9. Unterscheidung zwischen einachsig und zweiachsig.
10. Bestimmung des optischen Charakters des Kristalls.
11. Bestimmung der Lage der Achsenebene.
12. Messung des Achsenwinkels und Bestimmung der Dispersion.

Indes dürfte es kaum zweckmäßig sein, außer in den Übungen der Anfänger sich bezüglich der Reihenfolge der einzelnen Beobachtungen an obiges Schema streng zu halten, schon deshalb nicht,

weil die exakte Bestimmung einiger dieser Faktoren Beobachtungen voraussetzt, welche im Schema erst an späterer Stelle folgen.

Jedes zielbewußte Arbeiten mit dem Polarisationsmikroskop geht darauf aus, vor allem möglichst sicher das Kristallsystem der zu untersuchenden Substanz zu erforschen und dann erst die einzelnen Eigenschaften, welche zur genauen Bestimmung notwendig sind, näher zu betrachten.

Die Bestimmung des Kristallsystems kann selbstverständlich nur zwischen gekreuzten Nicols ausgeführt werden, und man muß in zahlreichen Fällen namentlich bei zweiachsigen Kristallen die Beobachtungen im parallelen und jene im konvergenten polarisierten Licht miteinander kombinieren.

Folgendes Schema wird für diese Bestimmungen angegeben:

1. Alle Individuen einer Substanz bleiben bei einer Drehung um 360° zwischen gekreuzten Nicols dunkel ... reguläre Kristalle.
2. Die meisten Individuen werden bei einer Drehung um 360° zwischen gekreuzten Nicols abwechselnd hell und dunkel ... nicht reguläre Kristalle.
   - 2 *a*. Die Schwingungsrichtungen liegen stets parallel oder symmetrisch zur Umgrenzung ... hexagonale, tetragonale und rhombische Kristalle.
   - 2 *b*. Die Schwingungsrichtungen liegen teils parallel oder symmetrisch, teils schief zur Umgrenzung ... monokline Kristalle.
   - 2 *c*. Die Schwingungsrichtungen liegen stets schief zur Umgrenzung ... trikline Kristalle.
   - 2 a_1. Im konvergenten polarisierten Licht erhält man das Achsenbild eines optisch einachsigen Kristalls ... hexagonale und tetragonale Kristalle.
   - 2 a_2. Im konvergenten polarisierten Licht erhält man das Achsenbild eines optisch zweiachsigen Kristalls ... rhombische Kristalle.

Schließlich lassen sich die Kristalle des hexagonalen und des tetragonalen Kristallsystems ausschließlich durch Kristallform oder Spaltbarkeit voneinander unterscheiden.

Im einzelnen modifiziert sich nun diese schematische Zusammenstellung, und besonders ist ein bedeutender Unterschied vorhanden, wenn es sich um die Untersuchung von isolierten Kristallpulvern, Spaltungsstücken etc. handelt, oder bei der Bestimmung im Dünnschliff. Im ersten Fall wird man verhältnismäßig häufig infolge der kristallographischen Ausbildung oder der Vollkommenheit der Spaltung vorherrschend gleich oder annähernd gleich orientierte Individuen vor sich haben, welche auf bestimmten kristallographischen Flächen liegen. Im Dünnschliff dagegen wird eine genaue kristallographische Orientierung nur als Ausnahmsfall vorkommen; dagegen hat man hier gewöhnlich recht verschiedenartige Durchschnitte vor sich, welche wieder das Bestimmen des Kristallsystems erleichtern. Die beiden Fälle sollen also gesondert betrachtet werden.

Wenn wir im Pulverpräparat die Beobachtung machen, daß alle Individuen nicht auf das polarisierte Licht einwirken, so ist daraus noch nicht der definitive Schluß gerechtfertigt, daß es sich um reguläre Kristalle handelt. Erst die Beobachtung im konvergenten polarisierten Licht gibt die Entscheidung, ob es sich nicht um optisch einachsige Kristalle handelt, welche zufällig alle auf ihrer Basis liegen. Im Dünnschliff dagegen wird in diesem Fall eine Sicherstellung im konvergenten polarisierten Licht kaum je notwendig sein.

Liegen von einer Substanz im Pulverpräparat oder im Dünnschliff Individuen vor, welche bei gleicher Dicke verschiedenartige Interferenzfarben geben, so wird man in beiden Fällen zunächst zur Beobachtung im konvergenten Licht übergehen. Die sicherste Entscheidung, ob die betreffende doppelbrechende Substanz optisch einachsig oder zweiachsig ist, ergibt sich dann aus denjenigen Individuen, welche die niederste Interferenzfarbe aufweisen, da diese am stärksten zu einer Achse geneigt sind und daher am ehesten den Austritt derselben innerhalb des Gesichtsfeldes erkennen lassen. Dem Anfänger wird es allerdings oft große Schwierigkeiten, zumal bei farblosen Kristallen, machen, trotz der Verschiedenheit der Interferenzfarben, mit welchen oft noch eine Verschiedenheit des ganzen Habitus in den verschiedenen Richtungen Hand in Hand geht, das Zusammengehörige herauszufinden. Nehmen wir als Beispiel die Erscheinung eines farblosen Glimmers im Dünnschliff, so zeigen alle Schnitte, welche quer zur Basis verlaufen, leistenförmige Umrisse, scharfe Spaltrisse und hohe Interferenzfarben. Schnitte desselben Minerals parallel zur Basis haben dagegen wegen des kleinen Achsenwinkels keine oder nur sehr schwache Doppelbrechung und keine Spur einer Spaltbarkeit oder einer bestimmten Verlängerung; ebenso wie die letzteren verhält sich das Mineral im Pulverpräparat. Daß aber auch diese demselben kräftig doppelbrechenden Mineral angehören, beweisen die lebhaften Farbenerscheinungen, welche man im Achsenbild beobachtet.

Hat man nun bei der Untersuchung gefunden, daß es sich um eine optisch zweiachsige Substanz handelt, so wird man im Kristallpulver zunächst versuchen, ein möglichst symmetrisches Achsenbild zu bekommen. Ist in irgend einem symmetrisch auslöschenden Individuum das Achsenbild nach zwei Ebenen symmetrisch, so ist der Kristall rhombisch, ist es dagegen nur nach einer Ebene symmetrisch, so kann er auch monoklin sein. Das letztere ist sicher der Fall, wenn das Korn, welches ein doppelt sym-

metrisches Achsenbild gibt, im parallelen polarisierten Licht schief auslöscht. Hat man prismatisch entwickelte Kristalle oder prismatische Spaltbarkeit, so ist die Zugehörigkeit zum rhombischen System in der geraden Auslöschung der schief zur Achsenebene orientierten Individuen gegeben. Schwierig aber wird die Unterscheidung zwischen monoklinen und triklinen Kristallen, da dann aus dem schief auslöschenden Individuum auch die Achsen schief austreten, wie das für trikline Kristalle im allgemeinen charakteristisch ist.

In Pulverpräparaten ist ferner die Unterscheidung optisch einachsiger und zweiachsiger Kristalle öfter sehr schwierig, wenn die Kristalle parallel zur Hauptachse oder zur spitzen Bisektrix langgestreckt sind oder Spaltbarkeit nach entsprechenden Flächen vorliegt, so daß alle Individuen annähernd parallel zu den betreffenden optischen Hauptrichtungen liegen. Das Achsenbild parallel zur optischen Achse des einachsigen Kristalls, jenes im Schnitt parallel zur Achsenebene oder senkrecht zur stumpfen Bisektrix bei zweiachsigen sind so wenig prägnant, daß auch der Fortgeschrittene noch häufigen Täuschungen unterliegt. Betrachtet man aber zahlreiche derartige Kristalle, welche etwa gleiche Dimensionen aufweisen, so findet man, daß alle Nadeln optisch einachsiger Kristalle bei gleicher Dicke die gleiche Interferenzfarbe aufweisen, und daß sie, wenn sie in einer beweglichen Flüssigkeit eingebettet sind, durch die Bewegung dieser gerollt, ihre Interferenzfarbe nicht ändern. Bei optisch zweiachsigen aber wird bei gleicher Dicke ein Unterschied vorhanden sein, je nachdem man parallel zur optischen Normalen oder zur stumpfen Bisektrix beobachtet, und man wird auch eine Änderung konstatieren, wenn durch Bewegung der Flüssigkeit der Kristall ins Rollen kommt.

Es mag dann noch darauf hingewiesen werden, daß zumal für den Anfänger die Bestimmung des Kristallsystems auf viele Schwierigkeiten stößt, einesteils wegen der optischen Anomalien, andernteils wegen der großen Annäherung, welche die optischen Verhältnisse der niederer symmetrischen Systeme an jene der höheren zeigen können. Die optischen Anomalien der regulären Kristalle sind oft von solcher Bedeutung, daß diese recht lebhafte Interferenzfarben geben, und andernteils erhält man bei basischen Durchschnitten optisch einachsiger Mineralien von sehr schwacher Doppelbrechung weder im parallelen noch im konvergenten polarisierten Licht eine bezeichnende Reaktion und wird daher oft veranlaßt, dieselben für regulär zu nehmen, so z. B. die Querschnitte von Apatit.

Die optisch einachsigen Mineralien zeigen ferner sehr häufig den Übergang zu den zweiachsigen durch die Öffnung des schwarzen Kreuzes beim Drehen (Quarz, Vesuvian), und die optisch zweiachsigen nähern sich andernteils den einachsigen durch sehr kleine Achsenwinkel (Phlogopit). Monokline und selbst trikline Kristalle nehmen die Beschaffenheit von rhombischen an, wenn ihre Auslöschungsschiefe nicht mehr meßbar ist (Muskowit, Epidot), oder in schiefen Schnitten rhombischer Mineralien beobachtet man oft recht bedeutende Abweichungen von der symmetrischen Auslöschung. Nur eine weitergehende Übung gibt in solchen Fällen eine gewisse Sicherheit für die Bestimmung des Kristallsystems an die Hand.

Die weitere optische Untersuchung des vorliegenden Materials wird nach endgültiger Feststellung des Kristallsystems dann am besten systematisch nach dem S. 134 gegebenen Schema unter Zugrundelegung des in den betreffenden

Kapiteln Gesagten ausgeführt, und man kann schließlich die ganze optische Beschaffenheit der untersuchten Kristalle in einfachen Skizzen wiedergeben, wie sie in Fig. 134 und 135 dargestellt sind.

Diese Methode der Kristallzeichnung hat sich als sehr praktisch und übersichtlich bei der mikroskopischen Untersuchung erwiesen. Nachdem man Form, Spaltbarkeit, Einschlüsse etc. möglichst naturgetreu, eventuell mit Hilfe eines Zeichenapparates, skizziert und die gemessenen Winkel eingetragen hat, werden die Schwingungsrichtungen bestimmt und durch Pfeile in der Zeichnung angedeutet. Die Bestimmung des relativen Wertes der beiden in einem Durchschnitt schwingenden Strahlen, verbunden mit der Untersuchung im konvergenten Licht, gibt die Richtung der Achsen größter, mittlerer und kleinster Elastizität, welche in der Figur mit a, b und c bezeichnet werden. Die Stärke der Lichtbrechung in der betreffenden Schwingungsrichtung wird in der Weise angedeutet, daß bei einer Übereinstimmung mit der Lichtbrechung des Kanadabalsams der betreffende Pfeil ganz fein ausgezogen wird; ist die

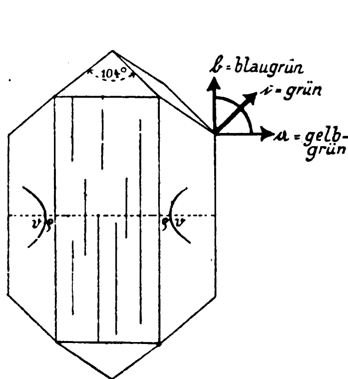


Fig. 134.

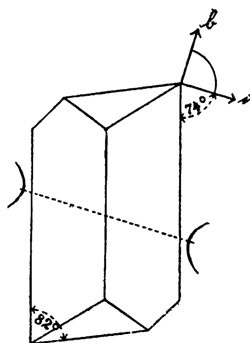


Fig. 135.

Kristallskizzen.

Lichtbrechung noch niedriger, so wird der Pfeil gestrichelt; ist sie höher, so wird er um so stärker ausgezogen, je mehr sich die Lichtbrechung der betreffenden Schwingungsrichtung von derjenigen des Kanadabalsams entfernt. Nun bestimmt man einen eventuell vorhandenen Pleochroismus und schreibt neben den Pfeil die Farbe, welche der betreffenden Richtung entspricht. Die aus den Interferenzfarben erschlossene Höhe der Doppelbrechung wird durch Bögen eingezeichnet, welche die Pfeile der Schwingungsrichtungen verbinden, wobei wiederum mit gestrichelten Linien bei sehr schwacher Doppelbrechung begonnen wird und die Linien um so stärker auszuziehen sind, je höher die Doppelbrechung ist, bei besonders starker Doppelbrechung werden sie verdoppelt. Die Untersuchung im konvergenten Licht ergibt, ob die Substanz optisch einachsig oder zweiachsig ist. Ist ersteres der Fall und tritt die Achse senkrecht aus, so legt man um das Zentrum der Skizze einen kleinen Kreis mit schwarzem Kreuz; liegt dagegen die Achse parallel zu der Zeichnungsebene, so verlegt man dasselbe Zeichen außerhalb der Zeichnung; liegt sie schief, so zeichnet man das Achsenbild ungefähr in der Weise an den Rand

des Kristalls, in welcher man dasselbe im Mikroskop sieht. Ist der Kristall optisch zweiachsig, so zeichnet man die Achsenebene in ihrer wahren Lage ein und versucht sowohl die Symmetrie des Austrittes der optischen Achsen als auch die ungefähre Größe des Winkels der optischen Achsen in der Skizze wiederzugeben. Es gibt selbstverständlich Fälle, in welchen eine solche Skizze die Übersicht über die optischen Eigenschaften nicht durchaus ermöglicht, in sehr zahlreichen Fällen aber wird durch dieselbe eine umständliche Beschreibung erspart und ein rascher Überblick über die gesamten optischen Eigenschaften eines Kristalls vermittelt, soweit dieselben durch die qualitativen Methoden der mikroskopischen Technik erkannt werden. Fig. 134 bezieht sich auf Kristalle eines wasserhaltigen basischen Kupfersulfats, Fig. 135 auf das dem Vivianit entsprechende, künstlich dargestellte Mangansalz.

Register.